ORSAY
N° d'ordre : 2470

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri CATZ

## SPECTROSCOPIE DES HYPERNOYAUX

Soutenue le 2 juillet 1981, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | JEAN | Président |
| | BERTINI | |
| | BOUYSSY | Examinateurs |
| | GUSAKOW | |
| | THIRION | |

ORSAY
N° d'ordre : 2470

# THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Henri CATZ

## SPECTROSCOPIE DES HYPERNOYAUX

Soutenue le 2 juillet 1981, devant la Commission d'Examen

| | | |
|---|---|---|
| MM. | JEAN | Président |
| | BERTINI | Examinateurs |
| | BOUYSSY | |
| | GUSAKOW | |
| | THIRION | |

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547321_0027

*A Catherine,*

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

# REMERCIEMENTS

Je remercie Messieurs Jacques Thirion et Jean Saudinos qui m'ont accueilli dans leur service et m'ont accordé toutes les facilités pour travailler dans les meilleures conditions possibles.

J'exprime ma gratitude à tous mes collègues du DPhN-ME : c'est parmi eux, grâce à eux que j'ai appris mon métier. Je suis à cet égard particulièrement redevable à Raimondo Bertini, Paul Birien, Gaston Bruge, Jean-Marie Durand, Denis Garreta et Benjamin Mayer.

J'exprime mes vifs remerciements à Monsieur Maurice Jean qui a bien voulu présider le jury de cette thèse, à Monsieur Mark Gusakow qui a accepté d'en être le rapporteur ainsi qu'à Messieurs Raimondo Bertini, Alain Bouyssy et Jacques Thirion, pour m'avoir fait l'honneur de constituer mon jury.

Les résultats présentés ici sont le fruit d'un travail collectif auquel ont participé des dizaines de personnes, ouvriers, techniciens et ingénieurs du DPhN-ME, du CERN et de Heidelberg. Je les remercie tous.

Raimondo Bertini a suivi ce travail dès le commencement m'aidant et m'encourageant, me faisant profiter de son expérience et son amitié. Je lui en suis profondément reconnaissant. Si ce texte présente quelque qualité, il le doit essentiellement aux critiques de Raimondo Bertini, Jean-Marie Durand et Benjamin Mayer, amicales, patientes et rigoureuses.

J'exprime enfin ma reconnaissance à Madame P. Gugenberger ainsi qu'à Mesdames D. Bonguet, R. Chevaux, T. Lecuyer, M.O. Reuter et E. Thureau dont la compétence, la gentillesse et la célérité ont permis, en de très courts délais, de donner à cette thèse la meilleure présentation.

TABLE DES MATIERES


| | Pages |
|---|---|
| Chapitre I - INTRODUCTION | 1 |
| Chapitre II - EXPERIENCES UTILISANT DES KAONS A L'ARRET | 7 |
| I. Diffusion Λ-nucléon | 7 |
| II. Etude des hypernoyaux en émulsions photographiques ou chambres à bulles | 14 |
| II.1. Energies de liaison des hypernoyaux | 14 |
| II.2. Spins des hypernoyaux | 18 |
| III. Spectroscopie γ | 19 |
| IV. Interprétations | 21 |
| V. Energie de liaison de la particule Λ dans la matière nucléaire infinie | 23 |
| VI. Durées de vie des hypernoyaux | 27 |
| VII. Hypernoyaux doubles | 28 |
| Chapitre III - PREMIERES EXPERIENCES ($K^-$, $\pi^-$) EN VOL | 33 |
| I. Prémisses théoriques | 33 |
| II. Premières expériences | 37 |

Pages

Chapitre IV - DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE PAR LA COLLABORATION SACLAY-STRASBOURG-HEIDELBERG AU CERN 43

I. Introduction 43

II. La ligne de faisceau 45

II.1. L'optique 45
II.2. Les compteurs à localisation 48

III. Description du spectromètre 49

III.1. Principes 49
III.2. Description des aimants 53

IV. Mesures de champ 57

V. Les chambres à localisation 58

V.1. Principe général 58
V.2. Description des chambres 59
V.3. Electronique de lecture 62
V.4. Formules d'interpolation 64
V.5. Piédestaux et gains 65

VI. Reconstitution des trajectoires 65

VII. Angle solide 69

VIII. Calcul du moment incident 71

IX. Le système de déclenchement 73

X. Le dépouillement 78

Chapitre V - RESULTATS EXPERIMENTAUX 85

I. Comment interpréter les spectres 85

II. Les spectres de $^{12}_{\Lambda}C$ et $^{16}_{\Lambda}O$ et l'interaction spin-orbite Λ-noyau 90

III. Les hypernoyaux de la couche s-d 95

IV. Les spectres de $^{51}_{\Lambda}V$, $^{89}_{\Lambda}Y$ et $^{209}_{\Lambda}Bi$ 101

V. Les hypernoyaux très légers 103

VI. Remarques sur les énergies de liaison des états fondamentaux 109

Pages

VII. Résultats de l'expérience de Brookhaven 112

Chapitre VI - INTERPRETATIONS THEORIQUES 115

I. Calculs d'hypernoyaux avec un potentiel de Saxon-Woods 115

II. Calculs en approximation de Hartree-Fock 130

Chapitre VII - CONCLUSION 137

Appendice 1 - LE MODELE SU(3) de SAKATA ET LA RESONANCE ANALOGUE D'ETRANGETE 143

Appendice 2 - CHOIX DES AXES ET MATRICE DE TRANSFERT 147

REFERENCES 149

# Chapitre I

## INTRODUCTION

L'univers stable qui nous entoure peut être interprété d'après les propriétés de quatre constituants : deux quarks, haut et bas, qui s'assemblent pour former le proton et le neutron et deux leptons, l'électron et son neutrino. Pour décrire la matière hadronique, le nombre baryonique, le spin et l'isospin devraient donc constituer un ensemble suffisant de nombres quantiques.

Pourtant la nature est bien plus riche que cela : les particules que nous venons de citer ne sont que les plus légères dans leur catégorie. Il faut leur ajouter, du côté des leptons le muon et son neutrino, le tau et sans doute son neutrino tandis que du côté des hadrons les nombres quantiques d'étrangeté, charme, beauté, enrichissent le spectre des particules.

Cette variété doit, en principe, se réfléchir dans le domaine de la physique nucléaire. En effet aux deux baryons stables au sens de l'interaction forte, proton et neutron, constitutifs des noyaux courants il faut ajouter les baryons étranges ou hypérons d'isospin 0, $\frac{1}{2}$, 1 et le baryon charmé (Tableau 1). Théoriquement aussi le baryon doué de beauté ou les baryons combinant ces divers nombres quantiques comme par exemple le baryon étrange charmé (non encore découverts expérimentalement) s'ajoutent à la famille des baryons stables [1]. Si l'on définit le champ de la physique nucléaire comme l'étude du système à N baryons on voit que son domaine d'investigation s'élargit singulièrement. Ainsi on pourrait théoriquement étudier les "supernoyaux" formés d'un nombre arbitraire de particules de chaque catégorie citée dans le tableau 1. Comme on s'est limité jusqu'à présent aux seuls baryons stables relativement

## Tableau 1

Baryons stables [1].

| Nom | I $(J^P)$ | Masse (MeV) | Vie moyenne (s) | Principaux modes de désintégration |
|---|---|---|---|---|
| **Baryons non étranges** | | | | |
| p | $\frac{1}{2}$ $(\frac{1}{2}^+)$ | 938,28 | stable | |
| n | $\frac{1}{2}$ $(\frac{1}{2}^+)$ | 939,57 | 917 | $p\ e^-\ \bar{\nu}$ |
| **Baryons d'étrangeté -1** | | | | |
| $\Lambda$ | 0 $(\frac{1}{2}^+)$ | 1115,60 | $2,63.10^{-10}$ | $p\ \pi^-$ (64%)<br>$n\ \pi^0$ (36%) |
| $\Sigma^+$ | 1 $(\frac{1}{2}^+)$ | 1189,36 | $0,80.10^{-10}$ | $p\ \pi^0$ (51,6%)<br>$n\ \pi^+$ (48,4%) |
| $\Sigma^0$ | 1 $(\frac{1}{2}^+)$ | 1192,46 | $5,8.10^{-20}$ | $\Lambda\ \gamma$ |
| $\Sigma^-$ | 1 $(\frac{1}{2}^+)$ | 1197,34 | $1,48.10^{-10}$ | $n\ \pi^-$ |
| **Baryons d'étrangeté -2** | | | | |
| $\Xi^0$ | $\frac{1}{2}$ $(\frac{1}{2}^+)$ | 1314,9 | $2,90.10^{-10}$ | $\Lambda\ \pi^0$ |
| $\Xi^-$ | $\frac{1}{2}$ $(\frac{1}{2}^+)$ | 1321,32 | $1,64.10^{-10}$ | $\Lambda\ \pi^-$ |
| **Baryon d'étrangeté -3** | | | | |
| $\Omega^-$ | 0 $(\frac{3}{2}^+)$ | 1672,22 | $0,82.10^{-10}$ | $\Lambda\ K^-$ (68,6%)<br>$\Xi^0\ \pi^-$ (23,4%)<br>$\Xi^-\ \pi^0$ (8%) |
| **Baryon non étrange charmé** | | | | |
| $\Lambda_c^+$ | 0 $(\frac{1}{2}^+)$ | 2273 | $\sim 7.10^{-13}$ | |

à l'interaction forte, nous devons aussi, par souci de cohérence, ne considérer que les états nucléaires stables vis-à-vis de cette même interaction. Cela apporte une relative simplification au problème car seul le plus léger baryon porteur d'un nouveau nombre quantique, $\Lambda$ pour l'étrangeté, $\Lambda_c$ pour le charme, est alors à considérer. En effet les voies de désintégration forte :

$$\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N$$

$$\Xi + N \rightarrow 2\Lambda$$

par exemple sont ouvertes lorsque l'hypéron se trouve en présence d'autres nucléons. Un cas particulier est celui des états d'isospin maximum : ainsi l'état $nn\Sigma^-$ s'il est lié est stable car la conservation de la charge interdit toute désintégration forte. Mais rien n'interdit de mettre en évidence un jour la super-particule $\alpha$ composée de huit baryons [2] :

$$pp nn \Lambda\Lambda\Lambda_c\Lambda_c$$

ou même l'état d'isospin maximum :

$$pp\Sigma^+\Sigma^+\Lambda\Lambda\Xi^0\Xi^0\Lambda_c\Lambda_c\Sigma_c^+\Sigma_c^+ \quad \text{etc ...}$$

Bien entendu expérimentalement (et théoriquement aussi) nous n'en sommes qu'aux premiers pas. Car toutes ces nouvelles particules sont difficiles à produire et instables par interaction faible ; ainsi la durée de vie des hypérons est de l'ordre de $10^{-10}$ s (à l'exception du $\Sigma^0$ qui décroît par interaction électromagnétique en $5{,}8.10^{-20}$ s). On a baptisé "hypernoyaux" des noyaux qui, outre les nucléons, contiennent un ou plusieurs hypérons et on note ${}^{A}_{\Lambda}Z$ un hypernoyau de charge Z et de nombre baryonique A contenant un hypéron $\Lambda$.

D'une certaine façon l'étude des hypernoyaux peut apporter une contribution à la physique des particules élémentaires : en effet seules deux expériences de diffusion $\Lambda$-p se sont déroulées, chacune avec une faible statistique et l'on ne sait rien de l'interaction $\Lambda$-n. C'est pourquoi plusieurs auteurs ont cherché un ajustement simultané des données de diffusion $\Lambda$-p et des résultats fournis par les hypernoyaux de la couche s, précisant ainsi la brisure de

symétrie de charge et la dépendance en spin de l'interaction Λ-N. De même l'étude des hypernoyaux doubles permet d'obtenir une information inaccessible autrement sur l'interaction Λ-Λ. Pratiquement la situation à l'heure actuelle est limitée à la connaissance d'hypernoyaux contenant un hypéron Λ ; s'y ajoutent deux exemples d'hypernoyaux doubles et des indications sérieuses sur l'existence d'hypernoyaux contenant un hypéron Σ.

On peut aussi aborder la situation d'un point de vue différent et considérer l'hypéron Λ comme une sonde du noyau, une impureté qui s'y ajoute de façon relativement simple (puisqu'elle est seule dans son genre et n'est donc pas soumise au principe d'exclusion de Pauli). Prenant avantage de la relative simplicité de l'interaction effective Λ-noyau (déterminée phénoménologiquement) on peut ainsi tester nos méthodes de description du noyau en les appliquant dans des conditions nouvelles [3].

De même que l'étude de l'interaction N-N ressort à la fois du domaine des particules élémentaires et de la physique nucléaire, une meilleure compréhension des hypernoyaux peut apporter une contribution aux deux disciplines soeurs puisqu'il est clair qu'une description satisfaisante d'un hypernoyau suppose qu'on ait introduit dans les calculs une bonne interaction Λ-N et une bonne description du coeur non étrange.

Nous avons classé l'ensemble de nos connaissances sur l'interaction Λ-N ou Λ-noyau en deux catégories : la première comporte essentiellement la diffusion hypéron-nucléon et les résultats des expériences d'émulsions tandis que la seconde est constituée par l'apport des expériences d'échange d'étrangeté ($K^-$, $\pi^-$) en vol, à petit transfert d'impulsion. La raison de ce classement est double, à la fois historique, car les premières années de la décennie 70 marquent un passage assez brusque d'une époque à l'autre, mais aussi conceptuelle car les renseignements fournis par les deux méthodes sont différents, complémentaires, comme nous allons essayer de le montrer. Nous présenterons au chapitre II une revue rapide de la "première époque" dans laquelle nous avons classé en outre la mesure de l'énergie du niveau excité $1^+$ dans ${}^{4}_{\Lambda}H$ et ${}^{4}_{\Lambda}He$ bien qu'elle soit toute récente. Le chapitre III présente les premières expériences utilisant des compteurs et les difficultés alors rencontrées. Dans

le chapitre IV nous décrivons en détail le dispositif expérimental que nous avons utilisé au CERN ainsi que notre méthode de dépouillement des spectres. Les résultats sont présentés au chapitre V avec une interprétation "au premier ordre" des spectres observés. Les travaux théoriques consacrés à l'interprétation des résultats du CERN sont décrits au chapitre VI tandis que le chapitre VII sert de conclusion.

# Chapitre II

## EXPERIENCES UTILISANT DES KAONS A L'ARRET.

Pendant de longues années, toutes nos connaissances au sujet des hypernoyaux sont venues uniquement d'expériences utilisant des kaons arrêtés dans le détecteur. Nous allons, dans ce chapitre, faire une revue rapide des différentes méthodes utilisées et des données expérimentales et théoriques acquises dans le domaine de l'interaction Λ-nucléon ou Λ-noyau afin de situer dans ce contexte l'apport des expériences utilisant la réaction $(K^-, \pi^-)$ en vol. A l'heure actuelle il semble que l'on ait tiré le maximum d'informations possibles des méthodes présentées ici. Tous les nouveaux projets sont tournés vers l'utilisation de la technique des compteurs électroniques, décrite dans les chapitres suivants. Des revues complètes de la situation théorique ont été faites en 1975 par Gal [4] et par Rayet [5]. Nous nous bornerons donc ici à évoquer certains aspects des problèmes qui se posent et à citer quelques travaux plus récents.

### I. DIFFUSION Λ-NUCLEON.

Les données dans ce domaine proviennent d'expériences utilisant un faisceau de $K^-$ arrêté dans une chambre à bulles à hydrogène. Les réactions suivantes peuvent se produire :

$$K^- + p \rightarrow \Lambda + \pi^0$$

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^0 + \pi^0$$

$$\Sigma^0 \longrightarrow \Lambda + \gamma$$

$$K^- + p \rightarrow \Sigma^- + \pi^+$$

suivi de :

$$\Sigma^- + p \rightarrow \Lambda + n$$

ou :

$$\Sigma^- + p \rightarrow \Sigma^0 + n$$
$$\qquad\qquad\quad \hookrightarrow \Lambda + \gamma$$

Compte tenu du fait que certaines réactions $K^- + p$ ou $\Sigma^- + p$ ont lieu avant que la particule étrange soit arrêtée, les hypérons $\Lambda$ produits ont un spectre d'impulsion $p_\Lambda$ allant de 0 à 320 MeV/c. L'événement :

$$\Lambda + p \rightarrow \Lambda + p$$

est caractérisé par une trace en V due à la décroissance :

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^- ,$$

associée à la trace du proton de recul. La nécessité d'identifier cette dernière impose un transfert d'impulsion minimal, donc un moment minimal pour l'hypéron $\Lambda$. La gamme utile d'impulsion de l'hypéron $\Lambda$ est alors comprise entre 120 et 320 MeV/c ($6{,}5$ MeV $< T_\Lambda <$ 45 MeV). Deux expériences seulement se sont consacrées à l'étude de la diffusion $\Lambda$-p à basse énergie [6, 7]. Afin de mettre en évidence la différence d'échelle avec la quantité d'information disponible pour l'interaction N-N, précisons que la première expérience a analysé près de 100 000 clichés pour obtenir 224 événements $\Lambda p \rightarrow \Lambda p$ et la seconde a analysé 200 000 clichés pour aboutir à 378 événements. Si l'on veut avoir des informations à impulsion plus élevée il est nécessaire d'opérer avec des $K^-$ en vol, mais la difficulté est alors de les faire réagir avant qu'ils ne quittent la chambre à bulles. Une expérience faite à Berkeley [8] en insérant une cible de platine sur le faisceau à l'intérieur de la chambre à bulles a permis d'obtenir 175 événements entre 300 et 1500 MeV/c.

Dans la région des bas moments, les résultats ont été analysés [9] dans le formalisme de la portée effective où l'on écrit :

$$k \cot g \delta = -\frac{1}{a} + \frac{1}{2} r_o k^2 \qquad (1)$$

k étant l'impulsion ; $\delta$ le déphasage ; a la longueur de diffusion et $r_o$ la portée effective.

Comme la section efficace s'écrit :

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2 + k^2 \mathrm{cotg}^2 \delta} \qquad (2)$$

on obtient, en séparant la diffusion dans l'état singulet ou triplet :

$$\sigma = \frac{\pi}{k^2 + \left( - \frac{1}{a_s} + \frac{1}{2} r_{os} k^2 \right)^2} + \frac{3\pi}{k^2 + \left( - \frac{1}{a_t} + \frac{1}{2} r_{ot} k^2 \right)^2} \qquad (3)$$

Les valeurs qui résultent de l'ajustement sur les données expérimentales sont les suivantes :

Tableau 2

Paramètres de basse énergie de l'interaction Λ-p

| Expérience | $a_s$ | $r_{os}$ | $a_t$ | $r_{ot}$ |
|---|---|---|---|---|
| Alexander [7] | -1,8 | 2,8 | -1,6 | 3,3 |
| Sechi-Zorn [6] | -2,0 | 5 | -2,2 | 3,5 |

(Les valeurs sont données en fermis).

Cependant, du fait des grandes barres d'erreur expérimentales, ces paramètres sont mal déterminés et très fortement corrélés. A moins d'une déviation standard du minimum, le choix des valeurs de a et donc de $r_o$ est vaste (Fig. 1).

On a tenté, à partir de ces données, de déterminer un potentiel Λ-N. Pour pouvoir comparer des potentiels ayant des formes radiales différentes, on introduit les notions de paramètre de profondeur et de portée intrinsèque. Le paramètre de profondeur s est défini par la relation :

$$V(r) = sV_o(r)$$

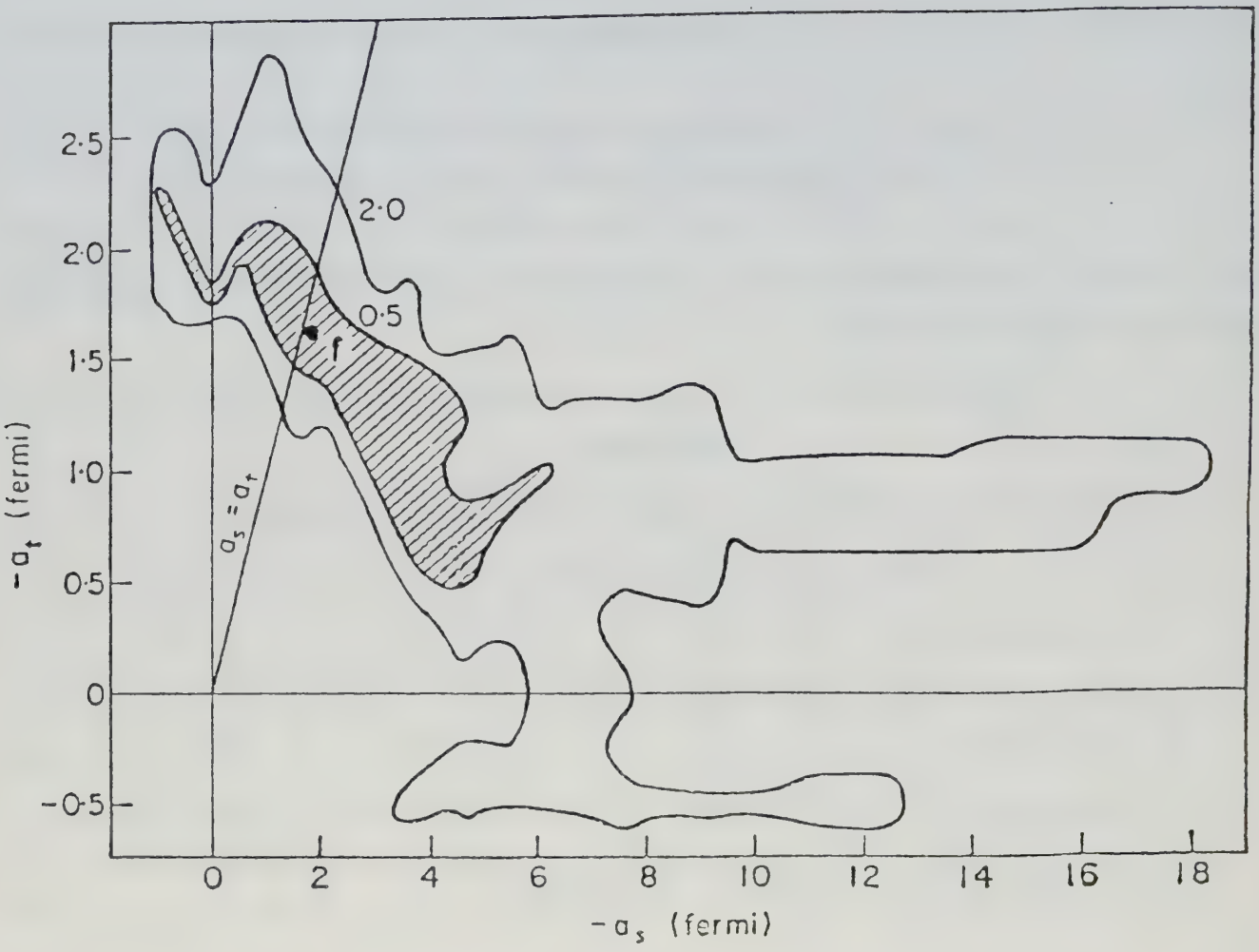


Fig. 1 - Carte du maximum de vraisemblance dans le plan ($a_s$, $a_t$) pour l'ajustement à quatre paramètres $a_s$, $r_{os}$, $a_t$, $r_{ot}$ de la section efficace de diffusion Λ-p à basse énergie. La zone hachurée contient tous les couples ($a_s$, $a_t$) situés à moins d'une déviation standard du meilleur ajustement (point f). La courbe marquée 2.0 contient tous les points situés à moins de quatre écarts standard du meilleur point (extrait de la réf. [9]).

où s = 1 correspond à l'apparition du premier état lié dans ce potentiel. Autrement dit $V_o$ correspond à $a = \infty$. La portée intrinsèque est alors égale à la valeur de $r_o$ à la résonance soit :

$$b = r_o(s = 1)$$

Par exemple, dans le cas d'un puits carré, b est la portée réelle du puits. Il existe une relation entre a, $r_o$ et b [10] :

$$r_o = b(1 - Q(s)b/a)$$

où la fonction Q(s) dépend de la forme du potentiel mais dépend peu de s lorsque $0 < s < 1$. Ces paramètres permettent de caractériser un potentiel d'interaction, sans se référer à une forme radiale particulière. Nous pouvons résumer les caractéristiques de l'interaction Λ-N à basse énergie obtenue à partir des données rassemblées dans le tableau 2, de la façon suivante :

a) Il n'existe pas d'état lié Λ-N (s est plus petit que 1). Cette propriété est confirmée par les expériences en émulsions nucléaires.

b) La portée intrinsèque de l'interaction est de l'ordre de 1,8 à 2 fm (rappelons que la masse de deux pions, le plus léger système qui puisse s'échanger entre Λ et nucléon, correspond à b = 1,5 fm).

c) Un potentiel à coeur dur est nécessaire pour reproduire le rapport entre $r_o$ et a.

d) Bien que l'interaction dans l'état singulet soit moins bien déterminée que dans l'état triplet, du fait de son poids statistique dans la relation (3), la figure 1 montre qu'il est très probable que l'on ait la relation $|a_s| > |a_t|$ ; cela veut dire que l'interaction serait plus attractive dans l'état singulet que dans l'état triplet.

Une légère asymétrie avant-arrière observée expérimentalement pour les plus grands moments a conduit Dalitz, Herndon et Tang [11] à introduire un terme d'échange, en écrivant le potentiel sous la forme :

$$V_{\Lambda N} = (1 - \varepsilon' + \varepsilon' P_x) v(r)$$

où $P_x$ est l'opérateur d'échange des coordonnées.

Les barres d'erreur, quoique très grandes (Fig. 2), semblent favoriser la valeur $\varepsilon' = 0,25$ ($\varepsilon' = 0$ correspond à une interaction identique dans les états de moment angulaire pair ou impair, $\varepsilon' = 0,5$ à une interaction nulle dans les états impairs et $\varepsilon' = 0,25$ à une interaction supprimée à 50% dans les états impairs). Dans le cas présent le seul état impair intervenant est l'état p ; l'introduction de ce terme d'échange correspond donc à une dépendance en énergie du potentiel puisque l'effet de l'onde p, nul à basse énergie, voit son importance croître en même temps que l'énergie incidente. Il faut noter que la valeur de $\varepsilon'$ dépend de la portée du potentiel ; récemment Deloff [12] a obtenu un ajustement simultané des données de diffusion Λ-p et des énergies de liaison des hypernoyaux de la couche s avec un potentiel de portée plus courte que celui de la référence 11. L'interaction dans l'onde p étant plus petite, il n'est plus nécessaire de diminuer l'interaction dans les ondes impaires.

Notons que la diffusion Λ-neutron n'est pas connue expérimentalement ; elle ne pourrait être étudiée qu'indirectement soit par la diffusion Λ-deuton soit par l'analyse de l'interaction Λ-N dans l'état final [13]. Des informations sur l'interaction Λ-neutron (brisure de la symétrie de charge) et sur la dépendance en spin de l'interaction nous seront fournies par l'étude des hypernoyaux de la couche s.

D'autres auteurs ont cherché à rendre compte de l'interaction Λ-N de façon plus fondamentale, par des potentiels d'échange de mésons. Parmi eux nous pouvons citer, Brown, Downs et Iddings [14] ; ces auteurs utilisent les nombreuses données N-N pour fixer le plus grand nombre possible de constantes de couplage, celles qui restent étant ajustées sur les données de diffusion hypéron-nucléon.

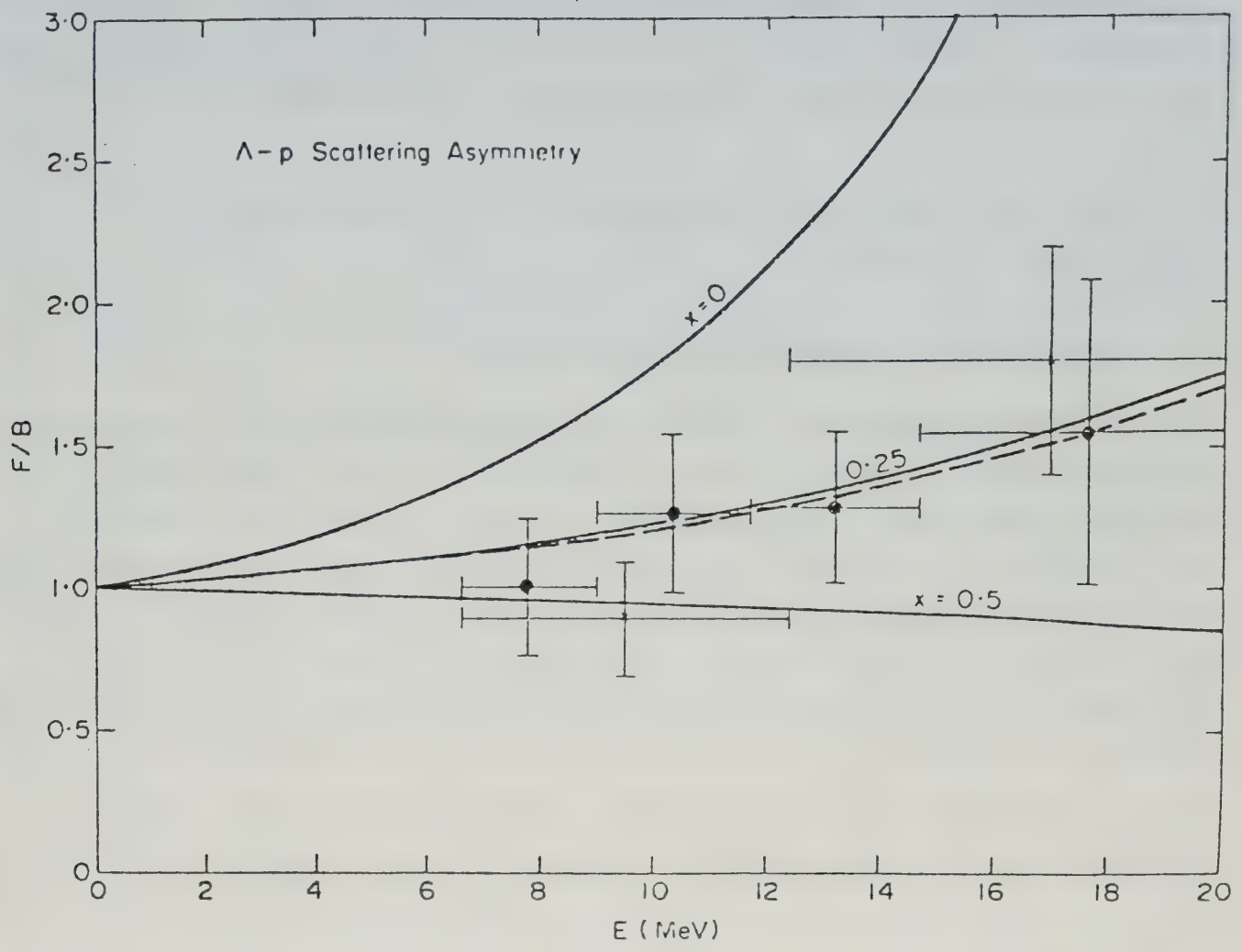


Fig. 2 - Asymétrie avant-arrière dans la diffusion Λ-p en fonction de l'énergie. Les courbes sont les calculs pour trois valeurs du paramètre d'échange [11].

Plus récemment, le groupe de Nimègue a déterminé toutes les constantes de couplage par un ajustement simultané des données N-N, Λ-N et Σ-N [15]. Dans les deux cas les relations entre constantes de couplage imposées par la symétrie SU(3) ont été appliquées. Il est bien clair pour tout le monde que les données expérimentales hypéron-baryon sont très insuffisantes. Malgré cela le potentiel de Nimègue a permis d'obtenir des résultats très prometteurs, ainsi que nous le verrons dans les paragraphes qui suivent.

## II. ETUDE DES HYPERNOYAUX EN EMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES OU CHAMBRES A BULLES.

### II.1. Energies de liaison des hypernoyaux.

Historiquement l'étude des hypernoyaux a été, pendant de longues années la seule source d'information sur l'interaction Λ-nucléon comme sur l'interaction Λ-noyau. Le premier hypernoyau a été observé en 1952 par Danysz et Pniewski [16] dans une émulsion photographique emportée par un ballon, et exposée aux rayons cosmiques à 8500 pieds d'altitude, alors qu'on ne parlait pas encore d'étrangeté mais seulement d'une particule lourde neutre, récemment découverte, appelée $V_1^0$ qui se désintégrait en un proton et un pion.

Jusqu'à très récemment la quasi-totalité des informations accumulées sur les hypernoyaux provenait d'expériences utilisant la technique des émulsions nucléaires ; quelques expériences ont aussi été faites avec des chambres à bulles à hélium ou à liquide lourd ([17 à 21] pour les plus récentes). On procède en exposant pendant quelque temps une pile d'émulsions à un faisceau de $K^-$ de basse énergie qui sont arrêtés dans la pile. Celle-ci est ensuite développée et la recherche des événements peut commencer.

Si plusieurs dizaines de milliers d'hypernoyaux sont formés, peu nombreux sont ceux qui peuvent être identifiés sans ambiguïté. En effet un hypernoyau se caractérise par l'étoile que provoque sa désintégration et deux hyperfragments différents peuvent donner lieu à des étoiles très semblables. C'est pourquoi les critères de sélection sont extrêmement rigoureux : il faut parfois identifier

un hypernoyau par un mode de désintégration rare mais qui ne risque pas d'être confondu avec un autre. Les désintégrations utiles sont du type :

hypernoyau → $\pi^-$ + noyau résiduel
+ éventuellement un ou plusieurs protons.

On peut citer par exemple :

$$^{8}_{\Lambda}\mathrm{Be} \rightarrow \pi^- + {}^{8}\mathrm{B}$$

$$^{7}_{\Lambda}\mathrm{Be} \rightarrow \pi^- + 3p + {}^{4}\mathrm{He}$$

$$^{10}_{\Lambda}\mathrm{B} \rightarrow \pi^- + 2p + 2\,{}^{4}\mathrm{He}$$

Le bilan d'énergie et de quantité de mouvement permet de déterminer l'énergie de liaison $B_\Lambda$ de l'hypernoyau à condition que ce dernier se désintègre à partir de son état fondamental et que le noyau final soit émis dans son état fondamental. La nécessité d'observer toutes les traces de la désintégration (pas de particule neutre) limite la méthode à l'étude des noyaux légers ; par ailleurs, sauf cas exceptionnel, seul l'état fondamental de l'hypernoyau est accessible par cette méthode. Les cas exceptionnels sont :

a) $^{12}_{\Lambda}\mathrm{C}$ pour lequel on a pu montrer que la désintégration pouvait se produire, soit à partir du fondamental, soit à partir d'un état excité décroissant en p + $^{11}_{\Lambda}\mathrm{B}$ [17], et

b) $^{7}_{\Lambda}\mathrm{He}$ dont la distribution d'énergie est particulièrement large ; on soupçonne qu'il existe ici un état isomérique proche du fondamental, bâti sur le premier état excité $2^+$ (1,80 MeV) de $^{6}\mathrm{He}$ [22, 23].

Malgré ses limitations cette méthode a l'avantage d'une excellente précision sur la mesure de l'énergie de liaison, même lorsque le nombre d'événements est très petit ; la résolution s'étend de ± 20 keV ($^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$, 1784 événements) à ± 330 keV ($^{14}_{\Lambda}\mathrm{C}$, 3 événements) qui est un cas extrême, ou ± 220 keV ($^{10}_{\Lambda}\mathrm{Be}$, 3 événements) [24]. Les énergies de liaison de 22 hypernoyaux allant de $^{3}_{\Lambda}\mathrm{H}$ à $^{15}_{\Lambda}\mathrm{N}$ ont ainsi pu être déterminées. Ces données sont rassemblées dans le tableau 3 [24].

Tableau 3

Energies de liaison des hypernoyaux définis sans ambiguïté mesurées en émulsions nucléaires [24].

| hyper noyau | $B_\Lambda$ | nombre d'événements | hyper noyau | $B_\Lambda$ | nombre d'événements |
|---|---|---|---|---|---|
| ${}^{3}_{\Lambda}H$ | 0,13 ± 0,05 | 204 | ${}^{8}_{\Lambda}Be$ | 6,84 ± 0,05 | 68 |
| ${}^{4}_{\Lambda}H$ | 2,04 ± 0,04 | 155 | ${}^{9}_{\Lambda}Be$ | 6,71 ± 0,04 | 222 |
| ${}^{4}_{\Lambda}He$ | 2,39 ± 0,03 | 279 | ${}^{10}_{\Lambda}Be$ | 9,11 ± 0,22 | 3 |
| ${}^{5}_{\Lambda}He$ | 3,12 ± 0,02 | 1784 | ${}^{9}_{\Lambda}B$ | 7,88 ± 0,15 | 4 |
| ${}^{6}_{\Lambda}He$ | 4,18 ± 0,10 | 31 | ${}^{10}_{\Lambda}B$ | 8,89 ± 0,12 | 10 |
| ${}^{7}_{\Lambda}He$ | non moyenné | 16 | ${}^{11}_{\Lambda}B$ | 10,24 ± 0,05 | 73 |
| ${}^{8}_{\Lambda}He$ | 7,16 ± 0,70 | 6 | ${}^{12}_{\Lambda}B$ | 11,37 ± 0,06 | 87 |
| ${}^{7}_{\Lambda}Li$ | 5,58 ± 0,03 | 226 | ${}^{12}_{\Lambda}C$ | 10,76 ± 0,19 | 5 |
| ${}^{8}_{\Lambda}Li$ | 6,80 ± 0,03 | 787 | ${}^{13}_{\Lambda}C$ | 11,69 ± 0,12 | 6 |
| ${}^{9}_{\Lambda}Li$ | 8,53 ± 0,15 | 8 | ${}^{14}_{\Lambda}C$ | 12,17 ± 0,33 | 3 |
| ${}^{7}_{\Lambda}Be$ | 5,16 ± 0,08 | 35 | ${}^{15}_{\Lambda}N$ | 13,59 ± 0,15 | 14 |

On sait aussi que certains hypernoyaux de masse A < 16 doivent exister bien qu'on ne les ait pas identifiés ; inversement il est certain que d'autres hypernoyaux ne sont pas stables par émission de particule. Citons le cas de ${}^{6}_{\Lambda}$Li [18] : le fait que ${}^{7}_{\Lambda}$Be existe (c'est-à-dire qu'il est stable par émission de particule) implique que l'énergie de liaison de ${}^{6}_{\Lambda}$Li doit être inférieure à 5,7 MeV*. D'autre part connaissant l'énergie de liaison de ${}^{5}_{\Lambda}$He on peut calculer que ${}^{6}_{\Lambda}$Li ne peut être stable, vis à vis de la désintégration en :

$$p + {}^{5}_{\Lambda}He$$

que si son énergie de liaison est supérieure à 5,1 MeV. Enfin le fait que l'on ait mesuré :

$$B_{\Lambda}({}^{6}_{\Lambda}He) = 4,18 \pm 0,1 \text{ MeV}$$

incline à croire que ${}^{6}_{\Lambda}$Li n'est pas stable car il faudrait pour qu'il le soit une très importante violation de la symétrie de charge qui n'est observée nulle part ailleurs. De fait ${}^{6}_{\Lambda}$Li n'a pas été identifié en émulsions. Nous verrons que l'observation de l'état fondamental de ${}^{6}_{\Lambda}$Li par la réaction ($K^-$, $\pi^-$) en vol confirme ce jugement. Il est à noter que l'on n'a pas observé d'hypernoyau de nombre baryonique 2. D'ailleurs la faiblesse de l'énergie de liaison de ${}^{3}_{\Lambda}$H montre que l'interaction Λ-N, à peine suffisante pour lier la particule Λ à un deuton, est trop faible pour lier le système Λ-N. Ceci est en accord avec le potentiel déduit de la diffusion Λ-p.

---

* ${}^{7}_{\Lambda}$Be étant stable, cela implique :

$$M({}^{7}_{\Lambda}Be) < M({}^{6}_{\Lambda}Li) + M_p$$

soit :

$$M({}^{6}Be) + M_{\Lambda} - B_{\Lambda}({}^{7}_{\Lambda}Be) < M({}^{5}Li) + M_{\Lambda} - B_{\Lambda}({}^{6}_{\Lambda}Li) + M_p$$

ou, en passant aux excès de masse atomique :

$$18,375 \quad -5,16 < 11,680 \quad -B_{\Lambda}({}^{6}_{\Lambda}Li) + 7,289$$

c'est-à-dire :

$$B_{\Lambda}({}^{6}_{\Lambda}Li) < 5,75 \text{ MeV}$$

II.2. Spins des hypernoyaux.

Lorsque le coeur nucléaire est de spin nul, le spin de l'hypernoyau dans son état fondamental est 1/2. Par contre lorsque le coeur possède un spin $J_N$ différent de zéro, le spin de l'hypernoyau peut prendre une des deux valeurs $J = J_N \pm \frac{1}{2}$. On a pu déterminer le spin de six hypernoyaux se trouvant dans ce cas (tableau 4) :

Tableau 4

Spins des hypernoyaux

| | ${}^{3}_{\Lambda}H$ | ${}^{4}_{\Lambda}H$ | ${}^{4}_{\Lambda}He$ | ${}^{8}_{\Lambda}Li$ | ${}^{11}_{\Lambda}B$ | ${}^{12}_{\Lambda}B$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| Spin de l'hypernoyau | $1/2^+$ | $0^+$ | $0^+$ | $1^-$ | $5/2^+$ | $1^-$ |
| Spin du noyau coeur | $1^+$ | $1/2^+$ | $1/2^+$ | $3/2^-$ | $3^+$ | $3/2^-$ |

Connaissant les propriétés de la désintégration libre $\Lambda \to p + \pi^-$, le spin est déterminé par l'étude du mode de décroissance de l'hypernoyau : soit par le rapport de branchement de deux modes différents [25], par les corrélations angulaires dans les désintégrations ${}^{8}Li \to \pi^- + 2\alpha$ [26] ou ${}^{12}B \to \pi^- + 3\alpha$ [27], ou encore par la détermination de l'état du noyau final par l'intermédiaire duquel se produit la décroissance ${}^{11}_{\Lambda}B \to \pi^- + {}^{11}C^*$ [28]. On voit dans le tableau 4 que dans tous les cas connus, le spin de l'hypernoyau prend la valeur $J = J_N - \frac{1}{2}$, c'est-à-dire que le spin de l'hypéron $\Lambda$ se couple antiparallèlement à celui du nucléon (ceci est vrai tant qu'on ne dépasse pas la couche $p_{3/2}$). En particulier la considération des trois hypernoyaux de la couche s montre que l'interaction $\Lambda$-N est plus forte dans l'état singulet que dans l'état triplet.

## III. SPECTROSCOPIE γ.

L'observation de la désexcitation électromagnétique d'états hypernucléaires est fondamentale pour plusieurs raisons :

- elle donne accès aux états excités dans des hypernoyaux ;

- sa résolution en énergie est excellente ;

- elle permet de mesurer certains termes spécifiques de l'interaction Λ-noyau (en particulier pour les doublets de spin) et donc de tester dans les détails les modèles de cette interaction en précisant la séquence des niveaux en fonction de leur spin ;

- si l'on veut pouvoir utiliser la particule Λ comme une sonde du noyau, il est indispensable d'avoir une connaissance fine de l'énergie et de la structure de chaque état hypernucléaire, afin de le comparer à l'état correspondant du noyau. Seule la spectroscopie γ peut nous donner une telle connaissance (voir la discussion de Feshbach [3]).

Malheureusement les données expérimentales sont très rares. Une première raison, évidente, est que seuls sont accessibles à la spectroscopie γ les états stables par émission de particule, ce qui en général limite ce moyen d'étude aux états hypernucléaires où l'hypéron Λ est dans la couche s, couplé aux plus basses excitations du coeur. Deuxièmement le bruit de fond γ d'origine nucléaire est très important : seuls les noyaux très légers possèdent un nombre de raies γ nucléaires assez petit pour qu'on puisse espérer distinguer une raie hypernucléaire ; encore la contamination due à la matière proche de la cible est-elle très importante ; il est alors nécessaire de multiplier les niveaux de coïncidence pour diminuer le bruit de fond.

Le résultat le plus notable en spectroscopie γ est la mesure de l'énergie d'excitation du niveau $1^+$ dans ${}^{4}_{\Lambda}H$ et ${}^{4}_{\Lambda}He$. On sait que l'état fondamental de ces deux hypernoyaux a pour spin-parité $0^+$ ; le premier état excité, de spin $1^+$, correspond donc au retournement du spin de la particule Λ ; son énergie est une mesure de l'interaction spin-spin. Les énergies de liaison des états fondamentaux sont connues et valent respectivement :

$$B_\Lambda({}^4_\Lambda H) = 2,04 \pm 0,04 \text{ MeV}$$

$$B_\Lambda({}^4_\Lambda He) = 2,39 \pm 0,03 \text{ MeV}$$

soit une différence de 350 ± 50 keV.

Or l'effet de l'énergie coulombienne joue en sens inverse : la particule Λ, en comprimant le coeur $^3He$ élève l'énergie du système ; en l'absence de brisure de symétrie de charge ${}^4_\Lambda H$ devrait être plus lié que ${}^4_\Lambda He$ (voir la discussion ci-dessous).

Les énergies des états fondamentaux étant connues, il restait à mesurer l'effet de l'interaction spin-spin en détectant les photons de désexcitation $1^+ \rightarrow 0^+$ dans les hypernoyaux de masse 4. Depuis la première mesure de 1971 [29] l'expérience a été raffinée par la collaboration Lyon-Varsovie pour identifier de façon sûre le noyau émetteur [30, 31]. La méthode est basée sur la mesure de l'énergie du pion dans les décroissances :

$${}^4_\Lambda H \rightarrow {}^4He + \pi^-, \quad E_{\pi^-} = 53 \text{ MeV}$$

$${}^4_\Lambda He \rightarrow {}^4He + \pi^0 \quad E_{\pi^0} = 57 \text{ MeV}$$

en coïncidence avec le photon de désexcitation.

C'est ainsi que deux raies ont été identifiées, l'une à 1,04 ± 0,04 MeV associée à ${}^4_\Lambda H$ et l'autre à 1,15 ± 0,04 MeV attribuée à ${}^4_\Lambda He$. La faible différence entre ces valeurs montre que la brisure de la symétrie de charge est peu importante dans l'interaction spin-spin. Par contre, si on oublie la brisure de symétrie de charge, le fait que l'énergie d'excitation du niveau $1^+$ soit de l'ordre du MeV pour une énergie de liaison de l'état fondamental de l'ordre de 2 MeV, prouve que l'effet de spin est important dans la composante du potentiel qui conserve la symétrie de charge [31]. D'autres raies γ ont été observées mais n'ont pu être attribuées de façon sûre à un hypernoyau [32, 33].

## IV. INTERPRETATIONS.

Les calculs phénoménologiques exploitant les résultats des émulsions ont été menés indépendamment dans la couche s et dans la couche p. On espère ainsi, en appliquant les approximations adéquates, utiliser au mieux les rares données expérimentales pour déterminer certains termes spécifiques du potentiel Λ-nucléon.

i) Dans la couche s, Herndon et Tang [34] puis Dalitz, Herndon et Tang [11] ont cherché à obtenir un ajustement simultané des données de diffusion Λ-p et des énergies de liaison des hypernoyaux (dont seuls les états fondamentaux étaient alors connus). Ils ont utilisé pour cela un potentiel central à décroissance exponentielle à l'extérieur d'un coeur dur, ayant une portée intrinsèque de 2 fm.

Ce potentiel comporte une composante singulet et une composante triplet, un terme brisant la symétrie de charge et une force à trois corps. Contrairement au cas nucléaire, cette dernière peut jouer un rôle important : en effet l'échange d'un pion étant interdit par la conservation de l'isospin, le premier terme de l'interaction Λ-N est l'échange de deux pions. La force à trois corps ΛNN correspondant à l'échange d'un pion avec deux nucléons différents est du même ordre.

Les calculs ont mis en évidence un problème majeur : tous les potentiels qui reproduisent les données de Λ-p, ${}^{3}_{\Lambda}H$, ${}^{4}_{\Lambda}H$ et ${}^{4}_{\Lambda}He$ donnent une énergie de liaison bien trop élevée pour ${}^{5}_{\Lambda}He$, de l'ordre de 5 à 6 MeV alors que la valeur expérimentale est 3,12 MeV. On a cherché à rétablir l'accord en introduisant des effets propres à ce noyau tels que la suppression du couplage des voies Λ-N et Σ-N (virtuelle), l'inhibition de la force tenseur ou une force à trois corps mais sans obtenir un effet suffisant. A l'heure actuelle le problème est toujours en suspens.

En ce qui concerne les hypernoyaux de masse 4, nous avons vu que la différence de 350 keV dans les énergies de liaison des états fondamentaux reflète la brisure de la symétrie de charge dans l'interaction Λ-N et que la prise en compte de l'énergie coulombienne (compression par le Λ du coeur ${}^{3}He$) ne peut qu'augmenter cet effet. Pour connaître la valeur de la brisure de symétrie de charge, il faut donc calculer la contribution de l'énergie coulombienne. Celle-ci

avait été estimée à 200-250 keV par Dalitz, Herndon et Tang [34]. Cependant dans une estimation plus récente, Friar et Gibson [35] obtiennent 10 à 20 keV seulement, un effet petit devant la différence des $B_\Lambda$. Si l'on retient cette dernière estimation, la différence de 350 keV entre les énergies de liaison est donc une mesure de la brisure de la symétrie de charge. Coon et McNamee [36] ont fait récemment une revue des différents termes brisant la symétrie de charge : mélange d'isospin $\Sigma^0$-$\Lambda$, mélanges d'isospin dans les mésons échangés, effets cinématiques dus à la différence de masse des $\Sigma$ chargés. En sommant ces différentes contributions, ils obtiennent au maximum une énergie $\Delta B_{CSB}$ de l'ordre de 180 keV, soit la moitié de l'effet observé.

Les calculs phénoménologiques de Dalitz, Herndon et Tang [11, 34] ont été repris récemment par Deloff [12]. Celui-ci parvient à reproduire simultanément les données de diffusion $\Lambda$-p et les quatre énergies de liaison des états $0^+$ et $1^+$ de ${}^4_\Lambda H$ et ${}^4_\Lambda He$ à l'aide d'un potentiel $\Lambda$-N de même forme mais de plus courte portée (b = 1,5 fm, ce qui correspond à l'échange de deux pions). Du fait que la portée du potentiel est plus courte, l'interaction dans l'onde p est plus faible et Deloff n'a pas besoin d'introduire une répulsion dans les ondes impaires pour reproduire les données de diffusion.

Enfin Gibson et Lehman [37], dans un calcul "exact" à quatre corps utilisant une interaction $\Lambda$-N ajustée sur le potentiel à échange d'un boson du groupe de Nimègue, reproduisent correctement les énergies de liaison expérimentales des deux hypernoyaux de masse quatre ainsi que de ${}^3_\Lambda H$ [38].

ii) Les énergies de liaison des hypernoyaux de la couche p ont été exploitées par Gal, Soper et Dalitz [39]. Pour vérifier si l'on peut donner une image cohérente de toutes ces données, ils ont construit un modèle phénoménologique ayant comme paramètres les éléments de matrice des termes suivants du potentiel $\Lambda$-nucléon : un terme central comprenant des composantes singulet et triplet, une force spin-orbite symétrique $(\vec{\sigma}_N + \vec{\sigma}_\Lambda).\vec{L}_N$) et antisymétrique $((\vec{\sigma}_N - \vec{\sigma}_\Lambda).\vec{L}_N$, interdite dans l'interaction N-N), une force tenseur et une force à trois corps simplifiée.

La particule Λ dans l'état $1s_{1/2}$ est décrite par une fonction d'onde uniforme tout au long de la couche p tandis que les noyaux sont représentés en modèle en couches avec un couplage intermédiaire. Un ajustement satisfaisant sur les données expérimentales a pu être obtenu. Le jeu de paramètres ainsi déterminé se caractérise par :

- une faible polarisation du coeur nucléaire pour tous les états fondamentaux ;
- une force spin-orbite dominant la force spin-spin et favorisant l'état $J = J_N - \frac{1}{2}$ même dans la couche $p_{1/2}$ (où les deux forces s'opposent).

Les calculs ont été repris plus récemment par Gal et Dalitz [22, 23] qui ont mis l'accent sur les prévisions que permet leur modèle quant aux états excités de basse énergie (Λ dans l'état 1s couplé à une basse excitation du coeur) dans l'espoir qu'une mesure expérimentale des photons de désexcitation permettrait de préciser l'interaction Λ-noyau.

L'hypothèse faite dans ce modèle de considérer une seule fonction d'onde pour la particule Λ, constante tout au long de la couche p, a été contestée par Mujib et al. [40]. Ces auteurs, en autorisant une variation de la fonction d'onde de la particule Λ selon la dimension du noyau parviennent à obtenir un bon accord avec les énergies de liaison expérimentales en utilisant un potentiel différent du précédent, central, dépendant du spin (état singulet ou triplet), de l'état ($\ell = 0$ ou 1) mais indépendant de charge, sans force tenseur ni force à trois corps.

## V. ENERGIE DE LIAISON DE LA PARTICULE Λ DANS LA MATIERE NUCLEAIRE INFINIE.

Nous avons vu qu'il est impossible d'identifier dans une émulsion un hypernoyau lourd puisque ce dernier se désintègre en évaporant des neutrons et que d'autre part on ne peut pas distinguer sans ambiguïté deux noyaux lourds. Par contre il a été possible de déterminer une limite supérieure pour l'énergie de liaison des hypernoyaux de masse comprise entre 60 et 100 [41, 42]. Ceux-ci sont formés à partir des noyaux d'argent ($A \sim 108$) ou de brome ($A \sim 80$) de

l'émulsion photographique. Dans la grande majorité des cas l'hypéron $\Lambda$ contenu dans l'hypernoyau décroît selon la réaction :

$$\Lambda + N \rightarrow N + N$$

Ce n'est que très rarement qu'il se désintègre en émettant un pion ; encore celui-ci est-il presque toujours réabsorbé par le noyau. Cependant dans quelques cas le pion parvient à quitter le noyau résiduel. La méthode consiste à en mesurer l'énergie. On sait que la décroissance :

$$\Lambda \rightarrow p + \pi^-$$

libère une énergie de 37,75 MeV. L'analyse a porté sur deux types de décroissance d'hypernoyaux :

$$^{A}_{\Lambda}Z \rightarrow \pi^- + \text{reculs} \qquad \text{(a)}$$

$$^{A}_{\Lambda}Z \rightarrow \pi^- + p + \text{reculs} \qquad \text{(b)}$$

Dans le premier cas le proton produit ne peut être lié que sur la dernière couche du noyau résiduel, où l'on a supposé que son énergie de liaison était de 8 MeV ; dans le deuxième cas ce problème ne se pose pas. Il faut supposer de plus que l'hypernoyau a décru à partir de son état fondamental, ce qui est très probable, le temps de vie des états excités étant beaucoup plus court que la durée de vie de l'hypéron $\Lambda$. Enfin si le noyau final est formé dans un état excité ou si un neutron est émis, cela ne peut que diminuer l'estimation de $B_\Lambda$ : c'est donc une limite supérieure qui est ainsi obtenue.

Ayant mesuré l'énergie cinétique,du pion, ou du pion et du proton, on applique une des deux formules :

$$B_\Lambda = 37{,}75 + 8 - E_\pi \qquad \text{(cas a)}$$

ou

$$B_\Lambda = 37{,}75 - E_\pi - E_p \qquad \text{(cas b)}$$

La plus grande valeur de l'énergie libérée correspond au cas (b) et donne :

$$B_\Lambda \ (A \sim 60 \text{ à } 100) \simeq 23 \text{ MeV}$$

Si un tel effort a été fait pour obtenir une information qui semble mal déterminée, c'est que l'énergie de liaison de l'hypéron Λ dans les noyaux lourds permet de calculer la profondeur $D_\Lambda$ du puits de potentiel, qui est aussi l'énergie de liaison de la particule Λ dans la matière nucléaire infinie. En effet dans un puits carré (infiniment profond) de dimension R l'impulsion dans l'état fondamental est :

$$P = \frac{\pi\hbar}{R}$$

d'où :

$$T = V_\Lambda - B_\Lambda = \frac{p^2}{2m_\Lambda} = \frac{\pi^2\hbar^2c^2}{2m_\Lambda c^2 R^2} \propto A^{-2/3}$$

(avec $R = r_o A^{1/3}$).

Ceci est le premier terme d'un développement établi par Walecka [43] :

$$D_\Lambda = B_\Lambda + \frac{(\pi\hbar c)^2}{2m_\Lambda R^2}\left(1 - \frac{2}{S} + \frac{3}{S^2}\right)$$

où :

$$S = \frac{R}{\hbar c}\,(2m_\Lambda D_\Lambda)^{1/2}$$

Le calcul effectué par Lemonne et al. [41] donne pour la limite supérieure :

$$D_\Lambda = 27{,}2 \pm 1{,}3 \text{ MeV}$$

Plus explicitement la situation est résumée sur la figure 3 extraite d'un article de Rote et Bodmer [44] où l'on a porté les énergies de liaison en fonction de $A^{-2/3}$ ; on essaie d'ajuster sur ces points une courbe que l'on extrapole linéairement vers 0. Selon les détails de l'extrapolation, Rote et Bodmer obtiennent une valeur comprise entre 28 et 32 MeV.

Cependant tous les calculs basés sur des valeurs raisonnables de l'interaction Λ-N (en accord avec la diffusion Λ-p) donnent une énergie de liaison $B_\Lambda(\infty)$ bien supérieure à la valeur estimée

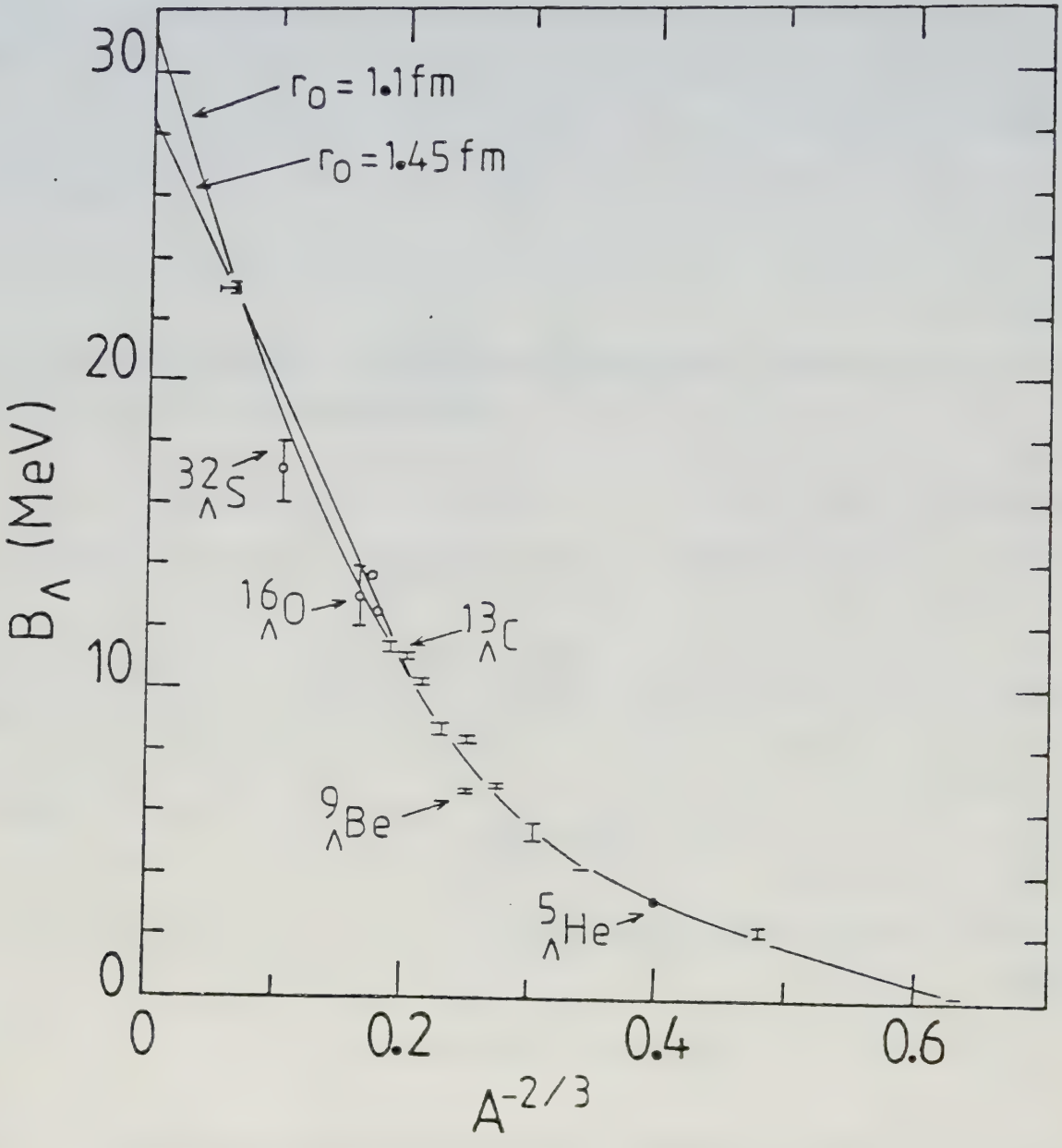


Fig. 3 - Energies de séparation de la particule Λ en fonction de $(A-1)^{-2/3}$. Les courbes résultent d'ajustements calculés pour des puits de potentiel infiniment profonds de rayon $R = r_o (A-1)^{1/3}$ [45]. Nous y avons ajouté les énergies de séparation récemment déterminées (représentées par des cercles). Rappelons que la valeur de $B_\Lambda$ pour $A \simeq 60$-100 est une limite supérieure.

empiriquement à 28-32 MeV. Bodmer et Rote en particulier [44, 45] ont montré que les différents effets envisageables (suppression du couplage des voies ΛN et ΣN, force tenseur) sont insuffisants et que le seul moyen d'obtenir un accord est d'introduire une répulsion dans l'état p, ce que ne semblaient pas montrer les expériences de diffusion Λ-p (voir ci-dessus). Ce n'est que très récemment que Rozynek et Dabrowski [46] ont pu, en utilisant la toute dernière forme du potentiel baryon-baryon du groupe de Nimègue [47] obtenir une valeur de $B_\Lambda(\infty)$ conforme aux estimations phénoménologiques (il faut préciser que ce potentiel comprend justement une répulsion dans l'état p).

## VI. DUREES DE VIE DES HYPERNOYAUX.

Un hypernoyau dans son état fondamental peut décroître par interaction faible selon deux voies :

a) $\Lambda \to N + \pi$. C'est la voie de décroissance du Λ libre. Elle est dominante pour les hypernoyaux de la couche s ; le nucléon produit étant plus lié que le Λ qu'il remplace, la réaction est plus exothermique qu'à l'état libre. Par contre elle voit son importance décroître très vite lorsque la masse de l'hypernoyau augmente, à cause du principe de Pauli (le moment du nucléon est 100 MeV/c lorsque le Λ décroît à l'arrêt) et de l'absorption du pion produit dans le noyau.

b) $\Lambda + N \to N + N$. L'énergie transmise au nucléon est alors assez élevée. L'importance de ce mode de désintégration augmente avec A et devient stable dès que la densité au centre du noyau atteint sa valeur de saturation.

Dalitz [48] a estimé que la durée de vie d'un hypernoyau lourd doit être de l'ordre de $1{,}2.10^{-10}$ s, la moitié de celle du Λ libre. Par ailleurs Salam et Strathdee [49] ont suggéré que dans les champs intenses règnant à l'intérieur de certains noyaux, une transition de phase pourrait se produire et annuler l'angle de Cabbibo : l'hypéron Λ y serait alors stable. Malheureusement nous n'avons aucune connaissance des durées de vie des hypernoyaux lourds. Celles des hypernoyaux de la couche s ${}^{3}_{\Lambda}H$, ${}^{4}_{\Lambda}H$, ${}^{4}_{\Lambda}He$ et ${}^{5}_{\Lambda}He$ ont pu être mesurées en chambre à bulles et en émulsions [50 à 53] : en

effet seuls ces hypernoyaux légers ont un parcours suffisant dans le détecteur ; certains se désintégrant en vol tandis que les autres sont arrêtés avant la désintégration. Les valeurs obtenues se distribuent entre 1,5 et $3.10^{-10}$ s avec de grandes barres d'erreur. Plus récemment la durée de vie des hypernoyaux de masse 16 a été mesurée [54, 55] en utilisant un faisceau d'ions lourds de haute énergie, en l'occurence des $^{16}O$ à 2,1 GeV/nucléon sur une cible de polyéthylène. Le système déclenchait sur une des réactions suivantes :

$$^{16}O + p \rightarrow {}^{16}_{\Lambda}O + n + K^+$$

ou

$$^{16}O + n \rightarrow {}^{16}_{\Lambda}N + n + K^+$$

Des hypernoyaux $^{16}_{\Lambda}O$ et $^{16}_{\Lambda}N$ sont alors formés avec une vitesse suffisante pour avoir un parcours de plusieurs centimètres. La durée de vie obtenue pour le mélange de $^{16}_{\Lambda}O$ et $^{16}_{\Lambda}N$, estimée à partir de 22 événements, est :

$$(0,88 \begin{smallmatrix} + 0,33 \\ - 0,26 \end{smallmatrix}) 10^{-10} \text{ s} .$$

La situation, en ce qui concerne les durées de vie des hypernoyaux, est résumée sur la figure 4 tirée de la référence 55.

## VII. HYPERNOYAUX DOUBLES.

Les hypernoyaux doubles, c'est-à-dire contenant deux particules $\Lambda$, constituent notre seule source d'information sur l'interaction $\Lambda$-$\Lambda$. A partir de kaons d'énergie suffisamment élevée, des hypérons $\Xi^-$ d'étrangeté S = -2 peuvent être produits. Un hypéron $\Xi^-$, arrêté dans l'émulsion, interagit avec un proton contenu dans un noyau selon la réaction :

$$\Xi^- + p \rightarrow 2\Lambda + 28,4 \text{ MeV}.$$

L'énergie libérée est assez faible pour que le noyau n'explose pas et on peut espérer voir les deux particules $\Lambda$ rester liées au même fragment. Celui-ci peut être identifié s'il décroît selon deux étoiles, la première produisant un $\pi^-$ et un hypernoyau simple, la seconde

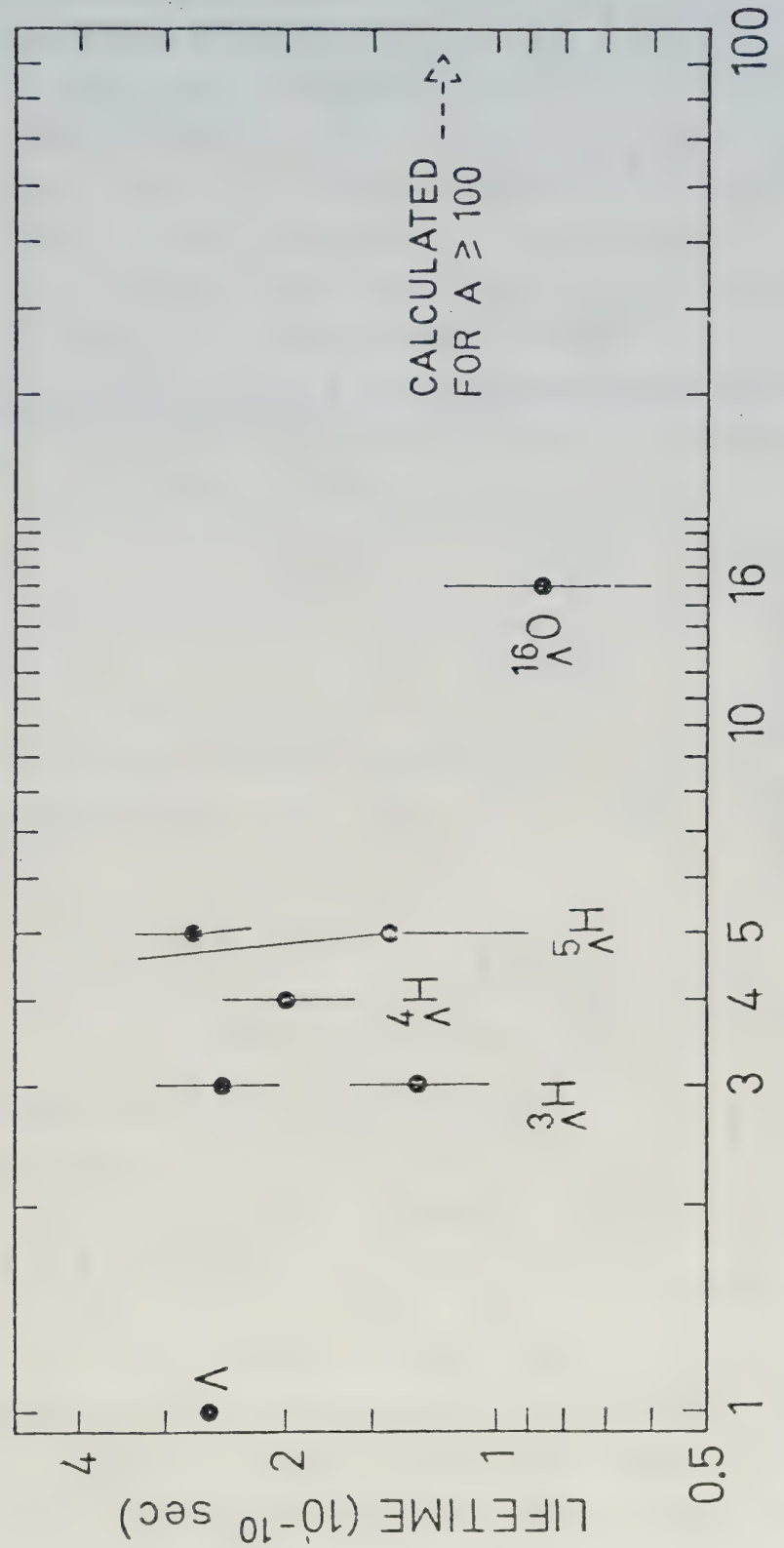


Fig. 4 - Durées de vie des hypernoyaux. Le point A ≥ 100 est un calcul de Dalitz [48]. La figure est extraite de la référence [55].

étant due à la désintégration de ce dernier avec émission d'un $\pi^-$. Si l'on appelle $B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$ l'énergie de liaison des deux particules $\Lambda$ dans l'hypernoyau double et $B_\Lambda({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$ l'énergie de liaison d'une particule $\Lambda$ dans l'hypernoyau double (c'est-à-dire quand le coeur contient déjà une particule $\Lambda$) on a la relation :

$$B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A) = B_\Lambda({}_{\Lambda\Lambda}X^A) + B_\Lambda({}_\Lambda X^{A-1})$$

Alors, si :

$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$$

est la contribution de l'interaction $\Lambda$-$\Lambda$ à l'énergie de liaison totale :

$$\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A) = B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A) - 2B_\Lambda({}_\Lambda X^{A-1})$$

$$= B_\Lambda({}_{\Lambda\Lambda}X^A) - B_\Lambda({}_\Lambda X^{A-1})$$

Seuls deux exemples d'hypernoyaux doubles ont été identifiés à l'heure actuelle : ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$ et ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Be}$ [56, 57], qui permettent de dresser le tableau suivant :

Tableau 5

Hypernoyaux doubles (énergies en MeV).

| | $B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$ | $B_\Lambda({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$ | $B_\Lambda({}_\Lambda X^{A-1})$ a) | $\Delta B_{\Lambda\Lambda}({}_{\Lambda\Lambda}X^A)$ |
|---|---|---|---|---|
| ${}^{6}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{He}$ | 10,9 ± 0,8 | 7,8 ± 0,8 | 3,12 ± 0,02 | 4,7 ± 0,8 |
| ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\mathrm{Be}$ | 17,7 ± 0,4 b) | 11,0 ± 0,4 | 6,71 ± 0,04 | 4,3 ± 0,4 b) |

a) valeurs extraites du tableau 3 sur les hypernoyaux simples.
b) valeurs recalculées à partir de la dernière compilation des $B_\Lambda$ [24].

En conclusion de ce chapitre, on peut noter que les données expérimentales sont rares et quelque peu disparates, souvent peu précises. Les calculs théoriques comportent une bonne part de phénoménologie et s'adressent chacun à un domaine étroit, bien délimité ; même ainsi, certains problèmes ne sont pas résolus. De ce fait, nous n'avons aucune certitude que les modèles proposés soient corrects et que les accords obtenus avec l'expérience ne soient pas fortuits. De plus les données expérimentales ne permettent pas toujours de trancher entre deux modèles aux hypothèses contradictoires. Seul un corps de données complet, cohérent et précis permettrait de lever les ambiguïtés et de nous rapprocher de la situation où notre compréhension des hypernoyaux serait limitée par notre capacité à décrire les noyaux normaux.

# Chapitre III

## PREMIERES EXPERIENCES $(K^-,\pi^-)$ EN VOL.

### I. PREMISSES THEORIQUES.

Le premier, Podgoretski [58] a noté que la réaction :

$$^{A}_{Z}(K^-,\pi^-)^{A}_{\Lambda}Z \qquad (1)$$

en vol était particulièrement favorable à l'étude des hypernoyaux. La cinématique de la réaction libre $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ est présentée dans la figure 5. On voit que pour un moment incident de 530 MeV/c, l'impulsion transférée à la particule $\Lambda$ est strictement nulle. Si la réaction se produit dans un noyau, la probabilité est donc très grande de voir l'hypéron $\Lambda$ rester lié au noyau, contrairement au cas où la réaction a lieu avec un $K^-$ à l'arrêt car le transfert est alors de 250 MeV/c ; de plus l'hypernoyau formé est parfaitement identifié et son spectre d'énergie peut être obtenu par l'analyse des pions sortants. Dans une très grande plage de moment incident, entre 300 et 1000 MeV/c, le moment transféré reste inférieur à 75 MeV/c, soit nettement moins que le moment de Fermi d'un nucléon dans le noyau.

Indépendamment, Lipkin en 1964 [59], dans une réflexion sur la possibilité de classer noyaux et hypernoyaux en multiplets de SU(3) a proposé d'utiliser la réaction (1) à moment de transfert nul pour créer des états hypernucléaires tels que, la particule $\Lambda$ ayant la même fonction d'onde d'espace et de spin que le neutron qu'elle remplace, l'état final a la même symétrie de permutation que l'état fondamental du noyau initial. Comme c'est l'état hypernucléaire le plus bas en énergie dans ce multiplet de SU(3), il y

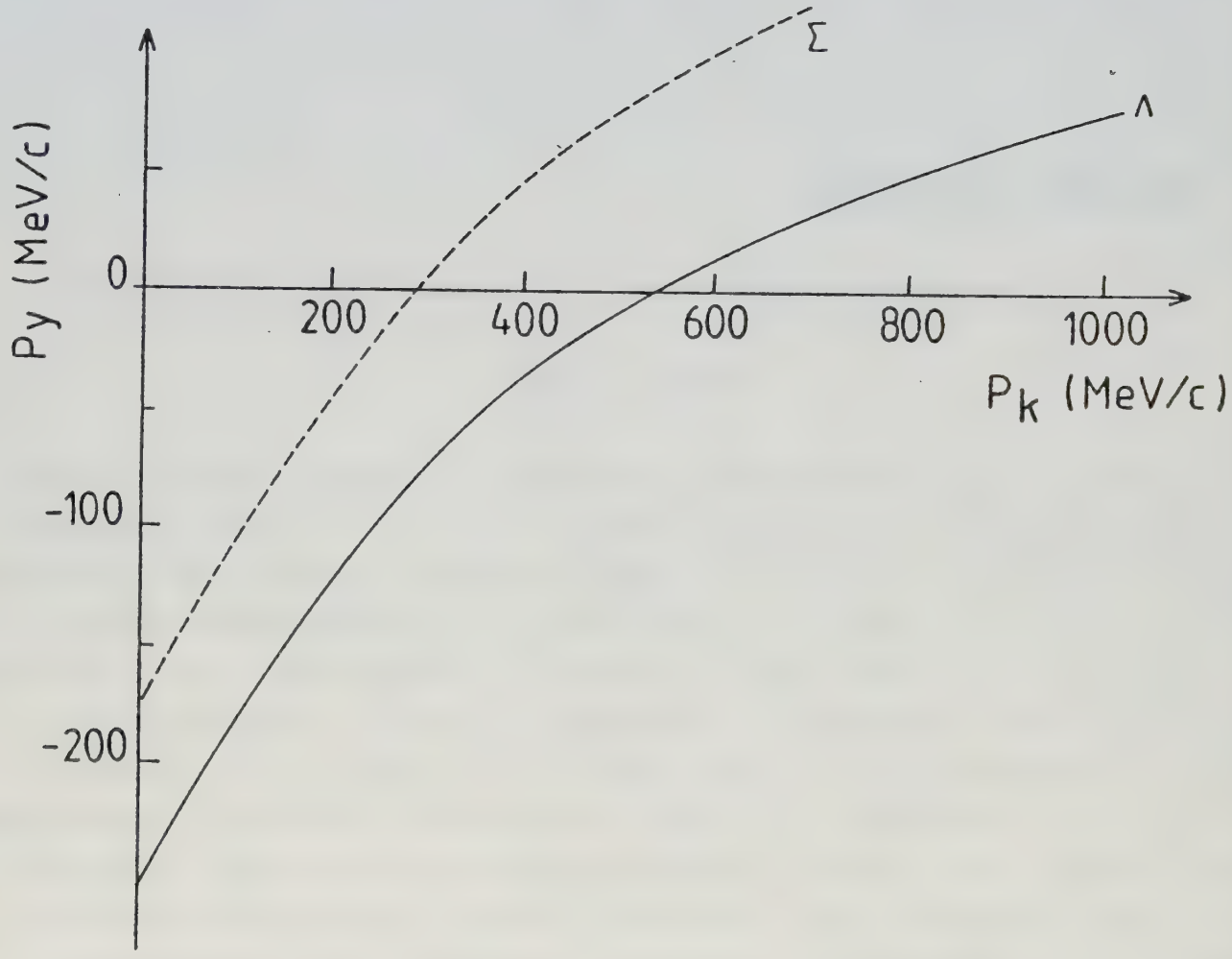


Fig. 5.a - Impulsion transférée à l'hypéron Y dans la réaction $K^- + n \rightarrow \pi^- + Y$ à 0° en fonction de l'impulsion incidente (Y peut être un $\Lambda$ ou un $\Sigma^0$).

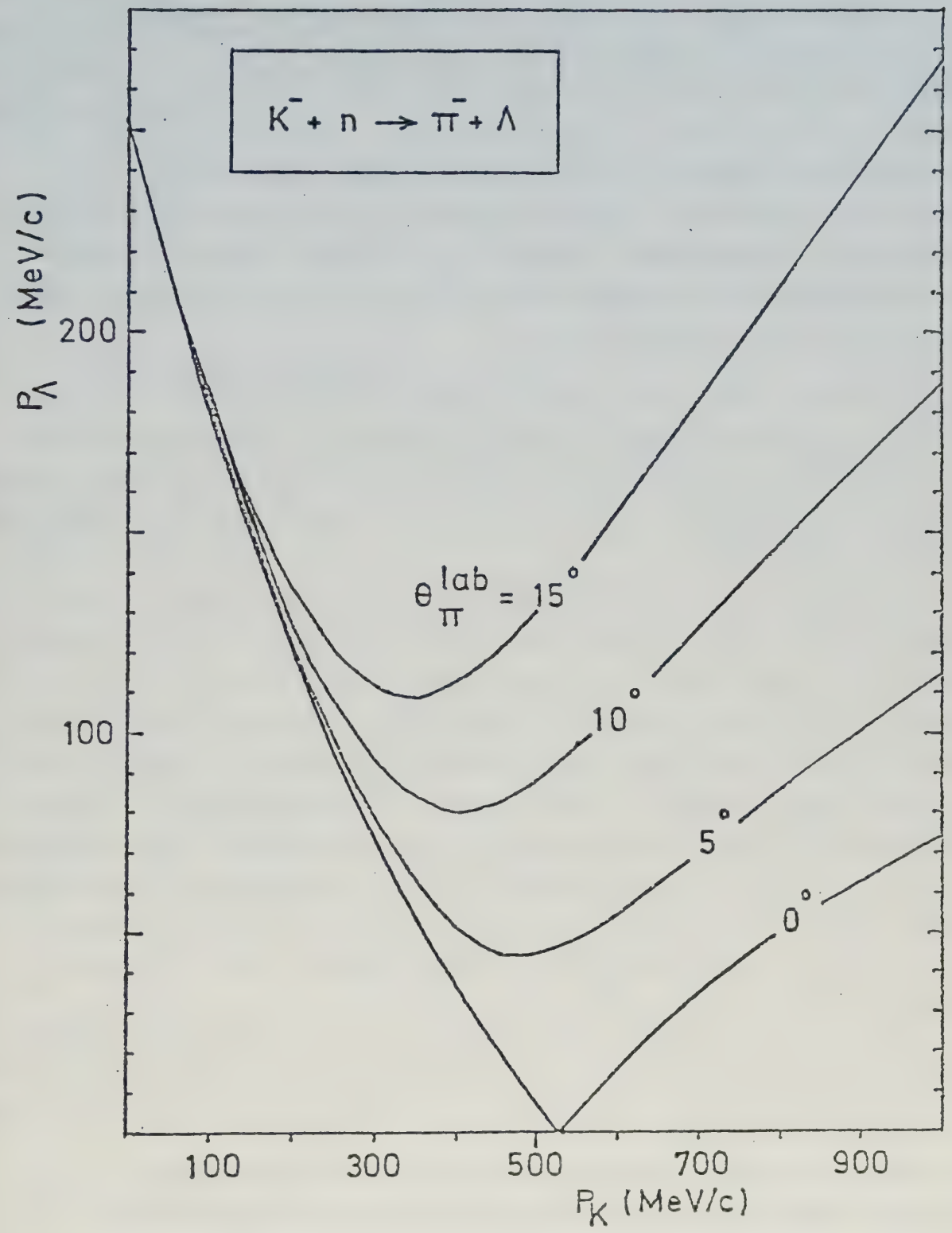


Fig. 5.b - Impulsion transférée au Λ dans la réaction $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ en fonction de l'angle de réaction.

a une chance pour qu'il soit étroit, bien que situé assez haut dans le spectre des états de l'hypernoyau.

Indépendamment de toute considération de symétrie, la réaction (1) produit des états à une particule et un trou, sur la même couche. Si certains de ces états ont des énergies assez voisines pour être dégénérés, un état cohérent sera obtenu dont l'intensité sera proportionnelle au nombre d'états contribuant à la somme. A la limite de la symétrie SU(3), tous les neutrons contribuent de manière cohérente ; l'état ainsi obtenu a été baptisé résonance analogue d'étrangeté par analogie avec la résonance isobarique analogue (voir appendice 1).

On saît, bien sûr, que la symétrie SU(3) est brisée par la différence de masse entre $\Sigma^0$ et $\Lambda$ (grande à l'échelle nucléaire) et par la différence entre les interactions N-N et $\Lambda$-N. Mais il se pourrait qu'il subsiste un certain degré de cohérence si la dégénérescence est approximative.

Des arguments assez proches ont été développés en 1965 par Feshbach et Kerman [60] qui ont plus insisté sur ce que de tels états pourraient nous apprendre sur la structure du noyau coeur. Par ailleurs, d'autres auteurs ont calculé les sections efficaces de production et les énergies de résonances analogues d'étrangeté (R.A.E.) soit dans le modèle SU(3) de la voie octuple [61], soit dans le modèle SU(3) de Sakata [62, 63]. Kisslinger et Nguyen Van Giai [64] ont fait un calcul partant de la symétrie SU(3) (avec mélange des voies $\Lambda$ et $\Sigma$) mais incluant la brisure de la symétrie unitaire ; ils ont conclu que des états excités ayant une forte composante de R.A.E. ne peuvent être observés dans la réaction $(K^-, \pi^-)$ car ils sont fondés sur les couches de neutron profondes, sauf peut être pour les noyaux lourds où les neutrons de valence jouent un rôle important.

Enfin certains théoriciens niaient que les états excités des hypernoyaux puissent être interprétés dans le cadre de la théorie SU(3), soit [65] en expliquant que les interactions N-N et $\Lambda$-N sont trop différentes pour que cette théorie soit utile dans ce domaine, soit encore [66] dans le cadre d'un modèle particule-trou sur lequel nous reviendrons. Cependant Dalitz et Gal [67] en utilisant la notion de R.A.E. à l'intérieur d'une couche donnée,

affirmaient qu'il devait exister en plus de la R.A.E., dont la symétrie de permutation est celle des neutrons dans la couche initiale, un état dit sypersymétrique, d'énergie plus basse, caractérisé par un degré de symétrie supérieur qui est interdit lorsqu'il n'y a que des neutrons.

Parmi tous les calculs que nous venons de citer, les plus récents ont paru après la publication des résultats des expériences en compteurs que nous allons présenter maintenant. Nous verrons que chaque école a voulu y voir la confirmation de sa théorie.

## II. PREMIERES EXPERIENCES.

La toute première expérience ($K^-$, $\pi^-$) comportant l'analyse magnétique des pions sortants et leur détection par des compteurs électroniques est due à une collaboration Heidelberg-Varsovie au CERN en 1973 [68]. Elle gardait encore un point commun avec les expériences en émulsions puisque la réaction avait lieu avec des $K^-$ arrêtés (moment transféré au $\Lambda$ : 250 MeV/c). Six scintillateurs plastiques permettaient de réaliser une cible active. Sur un énorme bruit de fond dû à des réactions parasites, les auteurs ont pu observer deux pics de $^{12}_{\Lambda}C$, l'état fondamental et un état à 11 MeV d'énergie d'excitation. Ce dernier état avait déjà été observé en émulsion [69, 70] du fait de sa très forte probabilité de décroissance selon la réaction :

$$^{12}_{\Lambda}C^* \rightarrow p + {}^{11}_{\Lambda}B$$

aisément détectable. Dalitz avait déjà suggéré en 1969 [71] qu'un tel état pouvait être dû au couplage d'un hypéron $\Lambda$ dans la couche p avec un coeur de $^{11}C$ dans son état fondamental.

La première expérience en compteurs avec des kaons en vol a été réalisée par un groupe de Turin au CERN [72 à 75]. Le dispositif expérimental se caractérisait surtout par :

- un séparateur $\pi$-K constitué par un absorbeur épais (cuivre-carbone) dans lequel les particules se différencient par leur perte d'énergie ;

- une cible placée au centre d'un aimant servant de spectromètre à la fois pour les kaons entrants et les pions sortants.

Cela permettait de compenser la très faible intensité (500 $K^-$ sur cible par cycle) par une grande acceptance angulaire. Malheureusement rien ne permettait de compenser la mauvaise qualité du faisceau et l'énorme bruit de fond. Quoi qu'il en soit, l'expérience a permis d'obtenir des spectres de $^{12}_{\Lambda}C$, $^{16}_{\Lambda}O$ et $^{27}_{\Lambda}Al$ ainsi que des distributions angulaires jusqu'à 15° mais avec une statistique très faible, un bruit de fond intense et une résolution assez mauvaise, de sorte que l'extraction des spectres en a été considérée comme douteuse. Il faut considérer cette expérience comme exploratoire : elle a eu quelques succès et a permis de mettre en évidence les problèmes et les difficultés spécifiques aux expériences ($K^-$, $\pi^-$) en vol : bruit de fond élevé, difficulté d'obtenir un faisceau de $K^-$ d'intensité suffisante, de bonne qualité optique et pas trop contaminé en $\pi^-$, nécessité d'avoir une bonne résolution.

L'étape suivante a été franchie par le groupe de Heidelberg encore au CERN [76, 77]. L'expérience a été faite à une impulsion incidente de 900 MeV/c (le moment transféré pour la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ à 0° est alors 64 MeV/c) sur les noyaux suivants : $^{9}Be$, $^{12}C$, $^{16}O$, $^{32}S$ et $^{40}Ca$. L'analyse des particules se faisait par deux spectromètres identiques, l'un pour les kaons, l'autre pour les pions ; chaque spectromètre était un système symétrique constitué d'un dipôle flanqué de quatre quadrupôles identiques deux à deux de part et d'autre du dipôle ; l'ensemble fonctionnait en compensation d'énergie. Des chambres à fils permettaient une mesure de position et d'angle à l'entrée et à la sortie de la ligne ainsi qu'une mesure de position au point cible. L'identification se faisait par une mesure de temps de vol et par l'utilisation d'un compteur Čerenkov à hydrogène liquide placé après la cible [77]. Bien que l'extraction des spectres fût beaucoup plus claire que pour l'expérience précédente quelques problèmes importants subsistaient : la soustraction du bruit de fond (essentiellement dû à la décroissance $K \to 2\pi$) était encore difficile, la résolution insuffisante et surtout la statistique trop faible ; enfin il subsistait un problème de calibrage absolu en énergie.

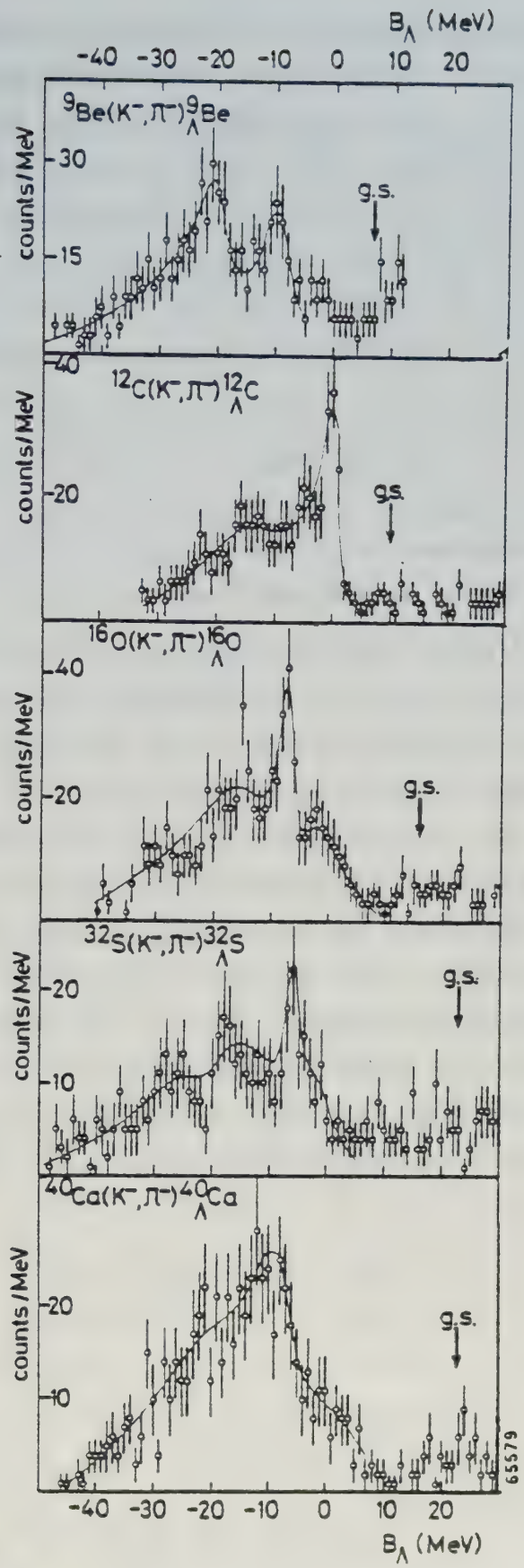


Fig. 6 - Spectres d'hypernoyaux obtenus dans la réaction ($K^-$, $\pi^-$) à 900 MeV/c par le groupe de Heidelberg [77].

Les spectres (Fig. 6), à l'exception de $^{9}_{\Lambda}$Be, présentaient essentiellement une très large bosse surmontée pour les noyaux les plus légers par un pic. Ainsi que nous l'avons écrit au début de ce chapitre, Schiffer et Lipkin [63] y ont vu une confirmation de l'existence de la résonance analogue d'étrangeté (R.A.E.) car en traçant les spectres sur l'échelle $V_{n\Lambda} = B_n - B_\Lambda$ (l'énergie nécessaire pour transformer un neutron en un hypéron $\Lambda$, équivalente au Q de la réaction) tous les pics apparaissaient au même endroit.

Cette interprétation a été reprise par d'autres auteurs [78] qui, observant un seul pic dans le spectre de $^{16}_{\Lambda}$O, en ont conclu que les deux états $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ et $(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ ont la même énergie et que par conséquent la force spin-orbite $\Lambda$-noyau est de même intensité et de même signe que la force spin-orbite N-noyau.

Dans le but aussi de comprendre ces spectres, Hüfner, Lee et Weidenmüler ont construit un modèle phénoménologique assez simple qui permet de calculer en DWIA les sections efficaces de formation d'hypernoyaux soit à partir de kaons à l'arrêt, soit en vol [66] ; l'énergie de liaison du trou de neutron est tirée de l'expérience tandis que la particule $\Lambda$ se déplace dans un puits de potentiel dont la forme suit la distribution de matière du noyau et dont la profondeur est ajustée pour reproduire l'énergie de liaison du $\Lambda$. Ils ont ainsi montré que si les états $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}0^+$ et $(s_{1/2}, s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}0^+$ de $^{12}_{\Lambda}$C sont distants de 10 MeV, les éléments de matrice non diagonaux dus à l'interaction résiduelle ne dépassent pas 1,5 MeV et que par conséquent les deux états $0^+$ sont très peu mélangés.

Ce modèle a été repris et développé par Bouyssy et Hüfner [79] puis par Bouyssy [80] pour être appliqué aux autres hypernoyaux étudiés par le groupe de Heidelberg (nous reviendrons plus en détail sur ce modèle lors de l'interprétation de nos spectres au chapitre VII). D'après leurs calculs le spectre de $^{16}_{\Lambda}$O aurait dû montrer deux pics distincts pour les états $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}0^+$ et $(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}0^+$. Ils ont donc supposé que le spectre expérimental pouvait s'interpréter comme dû à la superposition de deux pics. Prenant comme données les positions et le rapport des intensités de ces pics, ils ont obtenu pour le potentiel ressenti par l'hypéron $\Lambda$ dans le noyau une profondeur de 28 ± 3 MeV (en très bon accord avec les estimations anté-

rieures) et une partie spin-orbite égale à 0 ± 0,3 fois l'interaction spin-orbite nucléon-noyau.

Rappelons que ce modèle était en concurrence avec celui de Dalitz et Gal [67, 81] qui prévoyait qu'en plus d'une résonance analogue d'étrangeté limitée à la seule couche p, on devait observer dans ${}^{16}_{\Lambda}O$ un état supersymétrique plus lié et moins intense (car ayant une symétrie de permutation différente de celle de l'état initial). Cette théorie prévoyait donc aussi deux pics dans le spectre de ${}^{16}_{\Lambda}O$. Enfin Kisslinger et Nguyen Van Giai [64] ayant fait des calculs en approximation de Hartree-Fock sur la structure des hypernoyaux avaient conclu que les états expérimentalement observables ne pouvaient avoir qu'un très petit recouvrement avec la résonance analogue d'étrangeté, sauf peut-être pour les hypernoyaux lourds où les couches de neutrons externes ont un rôle plus important.

Aucune de ces théories ne pouvait expliquer la large bosse apparaissant dans tous les spectres. La solution de ce problème a été fournie par Dalitz et Gal [82] : cette bosse est due à la réaction $n(K^-, \pi^-)\Lambda$ quasi-libre sur les neutrons de la cible. Cette réaction se distingue essentiellement d'une diffusion quasi-libre traditionnelle en ce qu'il n'y a pas de blocage de Pauli pour l'hypéron Λ : la réaction peut se produire même pour un très faible transfert d'impulsion, tous les états finals possibles étant disponibles pour la particule Λ. La bosse apparaissant sur tous les spectres se reproduit très bien en supposant que les neutrons de la cible forment un gaz de Fermi. Le centre de gravité de la bosse donne alors la différence des profondeurs des puits de potentiel du neutron et de l'hypéron Λ ; le calcul donne pour cette différence le chiffre de 31 MeV. En prenant 58 MeV comme profondeur du puits de potentiel du neutron [83] il reste 27 MeV pour l'hypéron Λ, ce qui est en accord avec les estimations antérieures.

Cependant les diverses théories de l'interaction Λ-noyau restaient en concurrence : à partir d'hypothèses contradictoires sur la nature de l'interaction et sa dépendance en spin elles reproduisaient également bien la structure principale des spectres expérimentaux. Celle-ci pouvait être due soit à la R.A.E., soit à un état dont la cohérence est limitée à la couche externe, soit encore à un état particule-trou défini, sans aucun effet de cohérence. L'absence

de toute structure secondaire jouait plutôt en faveur d'un état cohérent mais la faible statistique ne permettait pas d'exclure totalement l'existence d'autres états peu excités. Ainsi donc les spectres expérimentaux n'avaient pas permis de résoudre le problème de la structure des états excités, donc de la nature de l'interaction Λ-noyau.

# Chapitre IV

## DISPOSITIF EXPERIMENTAL UTILISE PAR LA COLLABORATION SACLAY - STRASBOURG - HEIDELBERG AU CERN.

### I. INTRODUCTION.

C'est pour tenter de répondre aux questions posées à la fin du chapitre précédent qu'une proposition d'expérience a été déposée au CERN par une collaboration Saclay-Strasbourg-Heidelberg*. Les résultats des expériences antérieures nous indiquaient les conditions à remplir et les problèmes à résoudre :

a) Comme nous voulons comprendre la structure des états $0^+$, il faut diminuer l'importance relative de la réaction quasi-libre par rapport à la réaction quasi-élastique. Nous devons pour cela abaisser le moment transféré à la particule $\Lambda$ dans la réaction élémentaire $n(K^-, \pi^-)\Lambda$, c'est-à-dire nous rapprocher du moment incident "magique" de 530 MeV/c. Il n'est pas possible de se placer exactement à 530 MeV/c car si le transfert est nul, le pion sortant a la même impulsion que le kaon incident ; le spectromètre ne peut donc pas séparer spatialement les pions provenant de la réaction et les particules (kaons et pions) du faisceau. Du fait de la très forte contamination en pions du faisceau de kaons, l'utilisation d'un comp-

---

*Composée de R. Bertini[1]), O. Bing[1]), P. Birien[2]), W. Brückner[3]), H. Catz[2]), A. Chaumeaux[2]), J.M. Durand[2]), M.A. Faessler[3]), T.J. Ketel[3]), K. Kilian[3]), B. Mayer[2]), J. Niewisch[3]), B. Pietrzyk[3]), B. Povh[3]), H.G. Ritter[3]) et M. Uhrmacher[3]).

1) U.L.P. et C.R.N., Strasbourg.
2) DPhN-ME, Saclay.
3) Université et M.P.I., Heidelberg.

teur à effet Čerenkov ou d'une mesure de temps de vol ne permettent pas une séparation suffisante. Par ailleurs le taux de production de kaons par le faisceau primaire de protons diminue très rapidement lorsque la quantité de mouvement des kaons décroît. Enfin la perte de kaons par désintégration en vol augmente rapidement lorsque l'impulsion (ou la vitesse) des $K^-$ diminue. En tout état de cause la ligne doit donc être aussi courte que possible.

b) Il faudra améliorer la résolution afin d'aider à distinguer les pics quasi-élastiques du fond quasi-libre. Il est nécessaire pour cela d'avoir un spectromètre de bonne qualité et de soigner l'optique de la ligne incidente. La diminution du moment incident est ici un avantage.

c) Le bruit de fond est essentiellement dû à trois facteurs :

i) Les pions issus de la cible de production sont plus nombreux que les kaons de plusieurs ordres de grandeur.

ii) Les pions provenant de la décroissance $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$ tout au long de la ligne (et en particulier dans la région de la cible) sont plus nombreux que ceux qui proviennent de la réaction que nous voulons étudier de plusieurs ordres de grandeur.

iii) Les kaons du faisceau diffusés par la cible peuvent simuler un événement $(K^-, \pi^-)$.

Pour séparer tous ces événements parasites, une ligne courte ne facilite pas la tâche. Seuls une optique de faisceau et un spectromètre de bonnes qualités peuvent permettre de concilier ces impératifs.

d) Il faudra gagner au moins un facteur 10 en statistique par rapport aux précédentes expériences. Pour compenser la diminution du nombre de kaons due à l'abaissement du moment incident il faudra raccourcir la ligne, augmenter son acceptance en moment et en angle solide et surtout utiliser un spectromètre de grande acceptance angulaire.

Le spectromètre SPES II, que nous allons décrire en détail plus loin, est tout à fait adapté à ce type d'expériences du fait de sa bonne résolution, sa grande acceptance ... et sa facilité de transport ! De plus le choix d'un moment incident de 700 MeV/c lui convient parfaitement. Le moment transféré est alors de 35 MeV/c, soit la moitié de ce qu'il était dans les expériences antérieures ; c'est toutefois largement assez pour séparer du faisceau les pions provenant de la réaction.

## II. LA LIGNE DE FAISCEAU.

### II.1. L'optique.

La ligne de faisceau K22 du CERN, qui a été construite pour notre expérience de production d'hypernoyaux, se décompose en deux parties (Fig. 7) : la première, de la cible de production aux fentes de masse permet de sélectionner les particules incidentes ; nous l'appellerons la partie zéro. Quant à la seconde, des fentes de masse à la cible de réaction, elle a essentiellement pour rôle de mesurer le moment incident de chaque particule ; c'est la partie 1.

#### a) La partie zéro.

Le faisceau primaire du P.S. (synchrotron à protons du CERN) compte 2 à $3.10^{12}$ protons de 26 GeV par bouffée. Il bombarde une cible de production en tungstène de section $2 \times 2$ mm$^2$ et de 3 cm de longueur. Une cible plus longue n'apporte qu'un petit gain en intensité pour une forte augmentation des aberrations. Les particules secondaires émises à 0° sont reprises par un triplet de quadrupôles d'acceptance qui définissent un angle solide de 9 msr. Ces quadrupôles sont suivis d'un premier dipôle, appelé BM1, qui opère la sélection en moment des particules ; son angle de déviation est de 28°. Le faisceau primaire traverse ce dipôle sans être dévié notablement et va se perdre peu après dans un trou d'arrêt ; l'implantation de notre expérience, en bout de hall, ne permettait pas d'éloigner suffisamment ce bloc d'arrêt. Notre seule ressource a été de le blinder au maximum avec du béton lourd et de la paraffine dopée au bore.

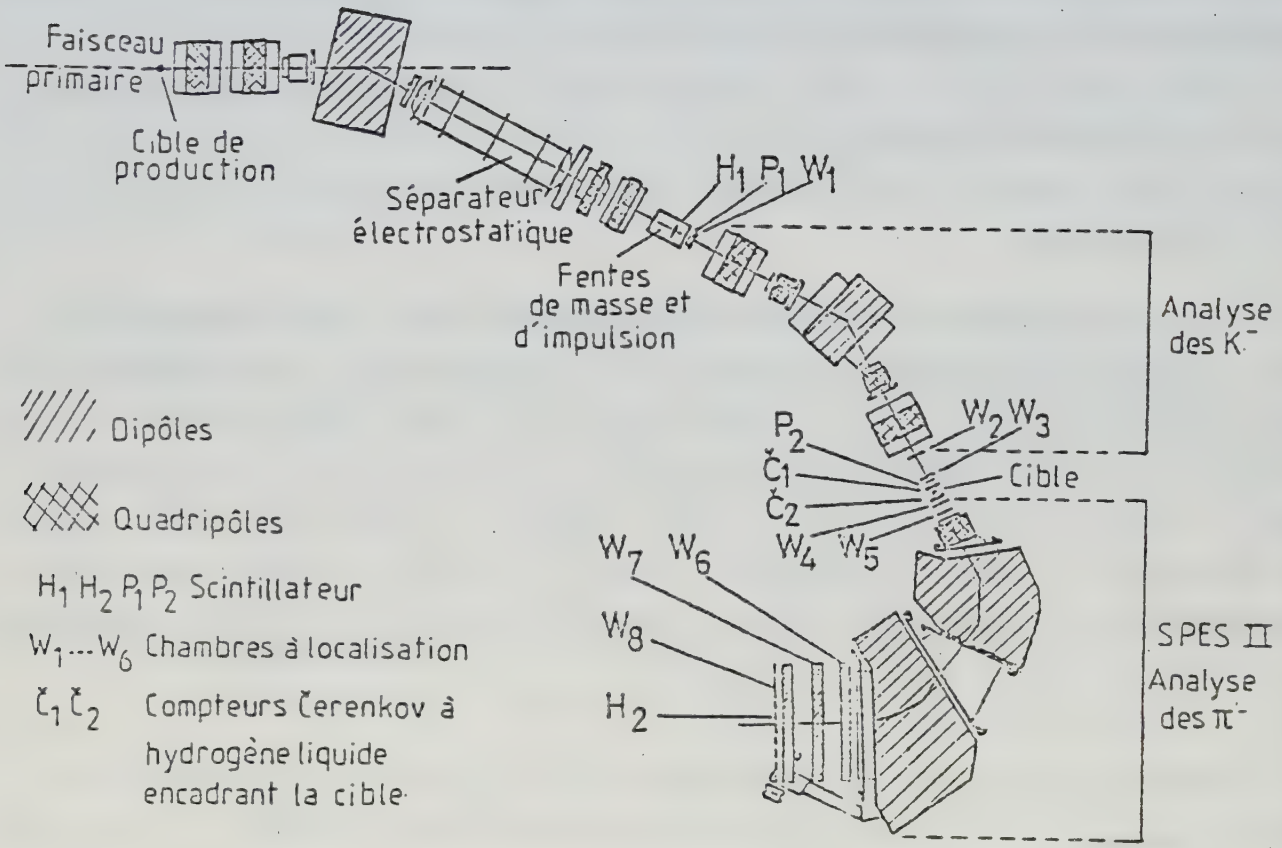


Fig. 7 - Dispositif général pour l'expérience ($K^-$, $\pi^-$) du CERN à 700 MeV/c.

Le dipôle BM1 est suivi du séparateur électrostatique dont le rôle est d'opérer la sélection en masse des particules secondaires. Ce séparateur comporte un champ électrostatique vertical compris entre deux petits dipôles à déviation verticale, opposée à celle du champ électrostatique (champs croisés). Le champ électrique est obtenu en portant deux plaques longues de 3 m et distantes de 13 cm à + et - 400 kV. Les champs magnétiques sont ajustés de façon que seules les particules que l'on désire garder subissent une déviation résultante nulle : toutes les autres sortent avec un angle vertical fini (ce séparateur est donc en réalité un filtre de vitesse).

Les particules sortantes sont focalisées horizontalement et verticalement par deux quadrupôles. Au foyer est installée une boîte à fentes qui comprend trois jeux de pelles verticales et deux de pelles horizontales. La dispersion de la partie zéro étant de 3 cm/%, les pelles horizontales, ouvertes à ±45 mm définissent l'acceptance en moment de la ligne, soit ±1,5%. Quant aux pelles verticales, elles ont pour rôle d'arrêter les particules sorties du séparateur électrostatique avec un angle vertical non nul ; elles définissent donc l'acceptance en masse. Elles sont taillées de manière à suivre la focale verticale de la partie zéro, très inclinée sur l'axe optique. Ces fentes servent d'objet pour la deuxième partie de la ligne, le spectromètre à kaons.

b) La partie 1

La largeur en impulsion du faisceau de $K^-$ est de ±1,5% c'est-à-dire ±10 MeV/c à 700 MeV/c. Pour obtenir une résolution de l'ordre de 2 MeV il faut soit compenser la largeur en énergie du faisceau (spectromètre "à perte d'énergie") soit mesurer le moment incident et l'angle incident de chaque particule. Le principe de compensation d'énergie nécessite une dispersion du faisceau incident sur la cible égale à la dispersion inverse du spectromètre. Or la dispersion inverse de SPES II est de 11 cm/%. Cela nous donnerait une tache de 33 cm sur la cible ! C'est donc la deuxième solution que nous avons choisie, bien qu'elle présente l'inconvénient de rajouter un peu de matière sur le faisceau.

Le rôle de la partie 1 est donc à la fois d'assurer une tache de petite dimension au point cible et de permettre la mesure de l'impulsion et de l'angle de la particule incidente. Cette partie se compose d'un dipôle (appelé BM2) dont l'angle de déviation est de 30° et de quatre quadrupôles identiques deux à deux et placés symétriquement de part et d'autre du dipôle ; deux quadrupôles identiques sont alimentés en série. Le centre de la boîte à fentes (point objet) et la cible de réaction (point image) sont symétriques par rapport au dipôle (Fig. 7). Pour mesurer le moment incident il est nécessaire d'avoir un compteur à localisation au point objet et deux compteurs au point image (qui permettent de mesurer un point et un angle). Ces compteurs sont décrits plus loin.

Cette ligne est assez courte puisqu'elle mesure 19,75 m de la cible de production à la cible de réaction. Cependant, bâtie avec des éléments standards du parc du CERN (dipôles rectangulaires) et ne comportant aucun sextupôle, elle laisse subsister des aberrations importantes : les aberrations de la partie zéro élargissent les pics de pions et de kaons au niveau de la boîte à fentes ce qui altère la séparation physique des particules ; de même la forte inclinaison de la focale du spectromètre à kaons ainsi que la très grande sensibilité du réglage au champ des quadrupôles diminuent quelque peu la résolution en moment incident par rapport aux valeurs théoriques.

## II.2. Les compteurs à localisation.

Pour mesurer le moment incident il faut associer au spectromètre à kaons au minimum une mesure de position au point objet, (boîte à fentes) et une mesure de position et d'angle sur sa focale (la cible). Le niveau de bruit est très élevé dans la zone de la boîte à fentes à cause des particules secondaires créées à la fois dans les pelles et dans le bloc d'arrêt du faisceau principal (qui est proche). C'est pourquoi nous y avons placé un hodoscope à scintillateurs. Celui-ci comporte horizontalement 30 barres de 3 mm de large et verticalement deux fois 10 barres de 3 mm (sur les moitiés droite et gauche) ; notre résolution spatiale à ce niveau est fixée par ces scintillateurs. La dispersion de l'aimant BM1 étant de 3 cm/%, l'acceptance en moment du système (±1,5%) a été en fait imposée par

cet hodoscope plus que par les fentes horizontales car nous tenions celles-ci ouvertes pour diminuer le bruit de fond. Lors de la première partie de l'expérience les guides de lumière de ces scintillateurs ont été rapidement jaunis (opacifiés) par le très fort taux de neutrons régnant en cette région. Au premier arrêt suffisamment long du PS nous avons pu faire déplacer le puits d'arrêt de faisceau primaire et nous avons blindé de paraffine dopée au bore la région sensible : le gain sur le bruit de fond a été d'un facteur 100 et les nouveaux scintillateurs ont eu un très bon comportement.

Au niveau de la cible, par contre, on a installé des chambres proportionnelles du type Charpak avec lecture directe des fils espacés de 1 mm. Quatre chambres ont ainsi été mises en place, deux avant la cible pour mesurer la position et l'angle incident sur la cible et deux après. En principe ces dernières sont redondantes avec le spectromètre SPES II ; en fait elles ont joué un rôle fondamental comme on le verra plus loin.

## III. DESCRIPTION DU SPECTROMETRE.

### III.1. Principes.

Le spectromètre SPES II [84] permet de réaliser des expériences de physique nucléaire à faible taux de comptage aux énergies dites intermédiaires, c'est-à-dire :

a) l'étude de réaction à trois corps, soit en coïncidence avec un autre système de détection (un autre spectromètre par exemple), soit en coïncidence avec lui-même, c'est-à-dire que les deux particules sortantes sont analysées dans SPES II. Cela implique que les deux particules soient détectées au même angle (0°) et que leurs impulsions ne soient pas trop différentes ;

b) ou encore les réactions à deux corps, particulièrement sur faisceau secondaire (faible intensité).

C'est un système à grand angle solide et large bande en moment analysée ayant une résolution de quelques centaines de keV au plus (pour des expériences de physique nucléaire) qui respecte les contraintes suivantes :

- le champ magnétique reste inférieur à 18 kG, pour limiter les problèmes de saturation (si l'aimant est très saturé les aberrations ne peuvent être compensées qu'à un champ déterminé ; on a alors un spectromètre à champ fixe) ;

- les dimensions de la focale, horizontalement et verticalement restent raisonnables (elles imposent la dimension de la détection) ;

- l'encombrement des aimants n'est pas trop important.

D'une part la longueur L de la focale, la dispersion $A_{16}$ et l'acceptance en moment D sont liées par une relation simple $D = L/A_{16}$ (voir l'appendice 2). D'autre part la résolution en moment $R_p$ est supérieure ou égale à la résolution spatiale $r_x$ divisée par la dispersion :

$$R_p > r_x/A_{16}$$

soit $W_o$ la largeur de l'objet, l'image a pour dimension :

$$W_f = W_o A_{11}$$

Si l'on admet que c'est cette quantité qui limite la résolution spatiale on a :

$$R_p > W_o \frac{A_{11}}{A_{16}}$$

Pour améliorer la résolution on voudrait augmenter la dispersion mais du même coup la bande en moment admise dans une détection de dimension donnée diminue.

Par exemple pour une dispersion de 3 m (ou 3 cm/%), une focale de 1,2 m permet d'analyser une bande en moment de 40% (moment central ±20%) ; si la taille de l'objet est 5 mm et le grandissement horizontal de 0,5, la résolution est :

$$R_p = 5 \times \frac{1/2}{3.10^3} \sim 10^{-3}$$

Si le champ de l'aimant correspond à 800 MeV/c cela fait 800 keV pour les pions et 500 keV pour les protons*.

En définitive les caractéristiques suivantes ont été retenues :

- angle solide : 20 msr
- bande en moments : ±18%
- dispersion : 3 m
- moment central analysé : 700 MeV/c à 17 kG
- rayon de courbure de l'orbite moyenne : 1,30 m
- angle de déviation total : 100°.

La dimension horizontale de la focale, perpendiculairement à l'orbite moyenne, est alors fixée à 1,2 m ; les dimensions définitives des chambres dépendent de l'inclinaison de la focale et de la disposition des chambres par rapport à celle-ci. Il faut cependant résoudre les problèmes suivants : conserver à la focale une inclinaison convenable, assurer la focalisation verticale et corriger les aberrations suffisamment en tout point de la focale pour garantir la résolution demandée. Pour satisfaire à toutes ces conditions il faut disposer de suffisamment de paramètres. C'est pourquoi le choix s'est porté sur un spectromètre de type QDD (quadrupôle-dipôle-dipôle), les angles et les courbures des faces intermédiaires des dipôles donnant ces paramètres supplémentaires. Il avait de plus été prévu à l'origine de placer un multipôle entre les deux aimants afin de corriger des aberrations résiduelles ; ce multipôle s'est révélé inutile et n'a pas été construit.

En ce qui concerne la conception d'un tel aimant on peut faire a priori deux remarques :

a) L'acceptance en moment, l'angle solide et la résolution ne sont pas des quantités indépendantes. Si l'on accepte de voir la résolution se dégrader on peut obtenir une plus grande bande en moment ou un plus grand angle solide. Pour prendre un exemple très simple, bien que l'aberration en $\theta^2$ soit corrigée au centre de la focale, il

---

*Ces valeurs sont idéales en ce sens qu'elles négligent les aberrations, l'épaisseur de la cible, la diffusion multiple sur les fenêtres, l'instabilité des alimentations d'aimants.

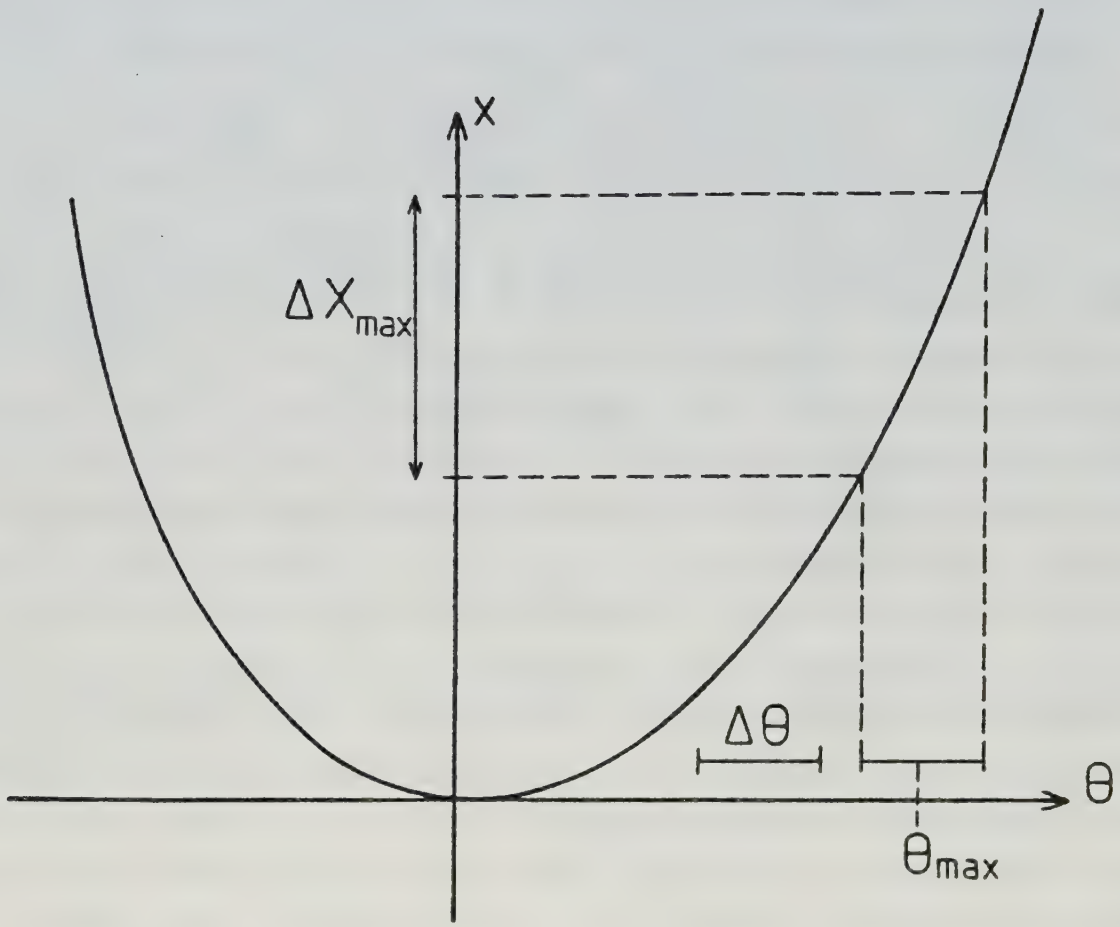


Fig. 8 - Une aberration du type $X = \delta^n \theta^2$ en un point de la focale $\delta \neq 0$. On a représenté aussi l'erreur instrumentale $\Delta\theta$ sur l'angle $\theta$. Il lui correspond, pour chaque valeur de $\theta$, une résolution $\Delta X$. Pour ne pas dépasser une certaine résolution $\Delta X_{max}$, il faut limiter l'acceptance en angle à la valeur $\theta_{max}$ telle que le segment $\Delta\theta$ sous tend sur la courbe une résolution $\Delta X_{max}$.

subsiste un terme en $\delta^n\theta^2$. On a représenté un tel terme sur la figure 8, où l'on a ajouté la résolution instrumentale $\Delta\theta$ sur l'angle $\theta$ et la résolution $\Delta X$ qui lui correspond. On voit que, lorsqu'on déplace le segment $\Delta\theta$ le long de l'axe des $\theta$, on intercepte une zone variable en $\delta X$. Si l'on demande une certaine résolution $\Delta X$ on en déduit une acceptance en $\theta$ : il faut se limiter à une valeur $\theta_{max}$ telle que la partie de la courbe interceptée par $\Delta\theta$ reste inférieure à $\Delta X$ ; si l'on peut se contenter d'une résolution plus mauvaise on pourra admettre une plus grande valeur pour $\theta_{max}$, donc un plus grand angle solide.

b) Il n'est pas possible sur un prototype de prévoir exactement les aberrations d'après les propriétés mécaniques (la forme des pôles) de l'aimant. Après une première campagne de mesures magnétiques on détermine la forme et l'épaisseur des shims mécaniques qui compenseront les aberrations à un champ déterminé (dit "nominal"). Après mise en place des shims, de nouvelles cartes de champ, définitives, sont faites. A partir de ces cartes, on peut calculer, donc corriger les aberrations résiduelles à condition qu'elles soient vraiment résiduelles, c'est-à-dire petites (voir paragraphe a) ci-dessus). Lorsque les aberrations sont totalement découplées, il est parfois possible de les déterminer expérimentalement et de les corriger ainsi.

III.2. Description des aimants.

Le spectromètre [85] se compose d'un quadrupôle et de deux dipôles de même champ, alimentés en série, ceci afin d'éviter les distorsions qu'engendrerait un déséquilibre des champs. Ainsi une légère fluctuation de l'alimentation se traduit simplement par une variation du moment central du spectromètre, facile à corriger. La focalisation verticale tout au long de la focale horizontale est assurée par le quadrupôle d'entrée (double focalisation pour le moment central) et par les angles des faces des dipôles avec l'orbite moyenne (Fig. 9). Les aberrations du deuxième ordre sont corrigées au centre de la focale par les courbures des faces du premier dipôle ; pour les corriger tout au long de la focale, la face de sortie du deuxième dipôle est modelée selon une forme qui est approximativement une courbe du troisième ordre.

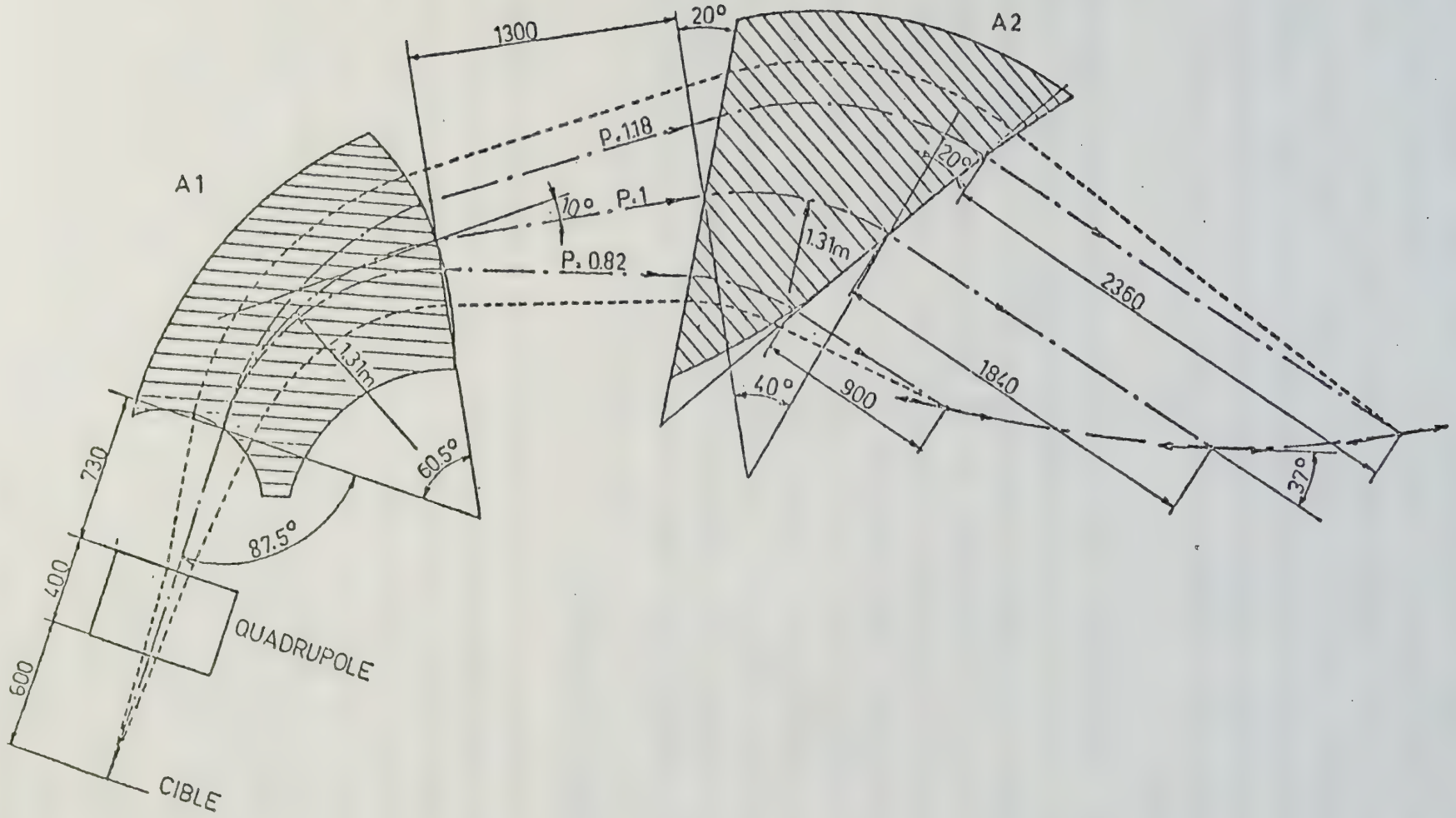


Fig. 9 - Le faisceau analysé dans le spectromètre SPES II. La zone hachurée représente les pôles des aimants.

La focale obtenue n'est pas trop inclinée par rapport à l'orbite moyenne (36°) et sa courbure reste faible (si la focale est trop inclinée, les chambres à localisation sont proches de la focale pour certaines impulsions, éloignées pour d'autres ce qui dégrade la résolution). Les trajectoires de différentes impulsions issues de la cible avec un angle nul sortent parallèles entre elles sauf aux plus bas moments ($\theta_s$ = + 30 mr pour $\frac{dp}{p}$ = -18%). Ceci permet de conserver à la focale une dimension convenable. Il est équivalent de dire que dans la matrice de transfert le terme $A_{26}$ est nul, ce qui implique qu'en cas de forte cinématique, la focale "recule" mais n'est jamais à l'infini [86]. La dispersion est de 3 cm/% perpendiculairement à l'orbite moyenne. Le grandissement horizontal varie relativement peu le long de la focale et vaut 0,4 au centre. Par contre le grandissement vertical varie très fortement. Comme nous le verrons ces notions perdent une partie de leur sens pour un aimant comme le SPES II tant les divers paramètres (et les aberrations) sont couplés entre eux.

En cas d'utilisation sur faisceau primaire le problème de l'échappement du faisceau a été résolu de manière originale : lorsque les particules incidentes et les particules analysées sont de même charge, le faisceau incident passe à travers le premier dipôle et sort entre les deux dipôles ce qui autorise un rapport du moment incident au moment analysé compris entre 2 et 3,4 (Fig. 10) ; lorsqu'au contraire les charges sont opposées le faisceau primaire sort de $A_1$ par un trou prévu dans sa culasse ; le rapport des moments doit être alors compris entre 2 et 3,8. Dans les deux cas on ne peut travailler que dans une très petite zone autour de 0° ou alors au-delà de 30° : entre ces valeurs le faisceau primaire serait arrêté par la culasse du spectromètre. En cas d'utilisation sur faisceau secondaire on peut se permettre d'arrêter le faisceau dans l'aimant et tous les angles de diffusion sont possibles. L'ouverture angulaire "nominale" est de ± 50 mr (± 3°) en $\theta$ et ± 100 mr (± 5°) en $\phi$. Cela signifie que c'est à l'intérieur de ce domaine que l'acceptance et la résolution sont garanties ; cependant le spectromètre accepte des trajectoires dans un plus grand domaine : nous avons mesuré une acceptance de 30 msr alors que la valeur "nominale" est 20 msr. Le champ est contrôlé en permanence, en valeur absolue, grâce à deux sondes à résonance magnétique nucléaire, une dans chaque dipôle. La fréquence de résonance peut être lue par le calculateur, ce qui

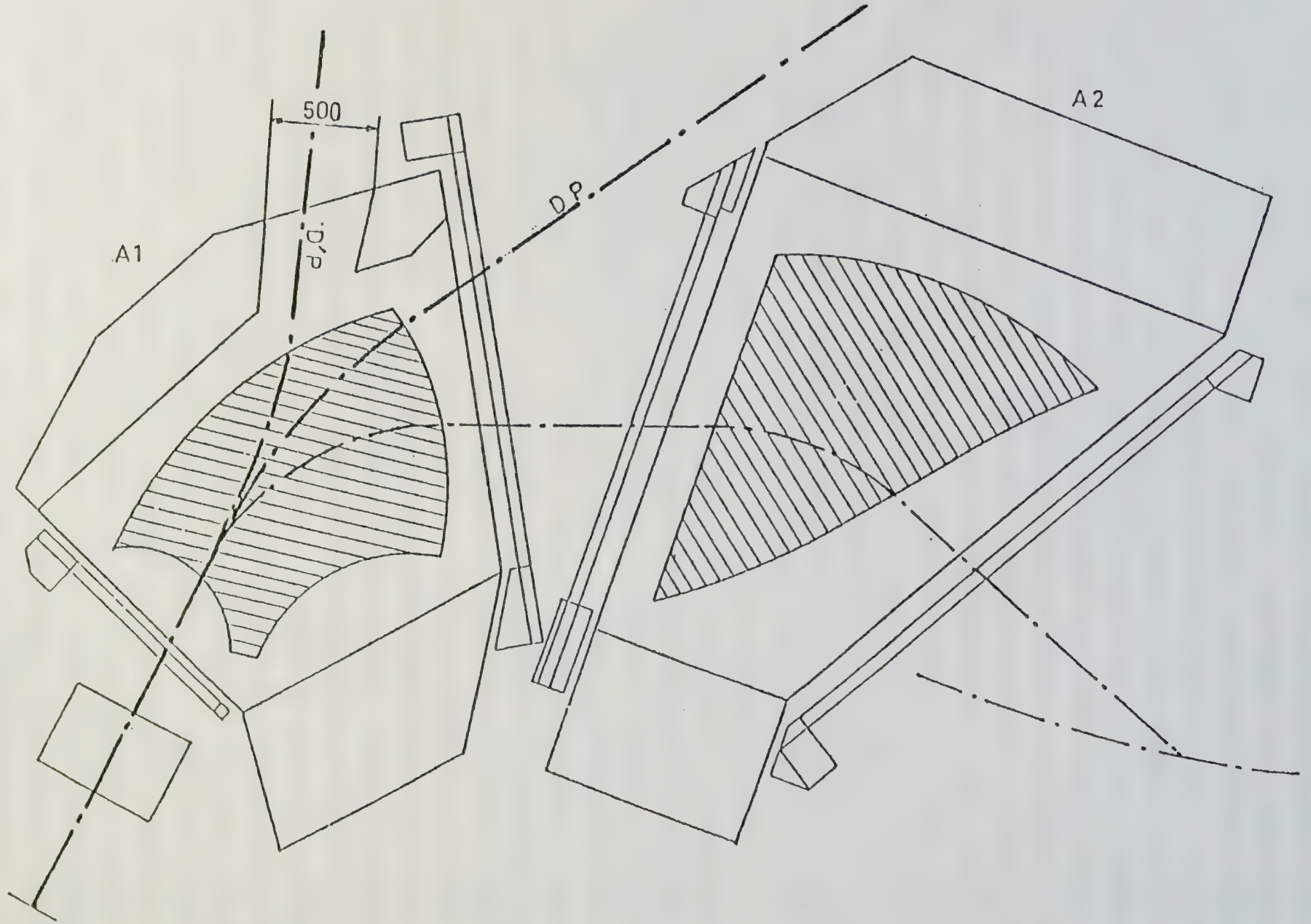


Figure 10 - Forme des culasses des aimants. On voit comment le faisceau sort du premier dipôle selon le signe des particules analysées, lorsque le spectromètre est à 0°.

permet en principe de renormaliser l'impulsion centrale du spectromètre à chaque acquisition d'événements.

## IV. MESURES DE CHAMP.

Une première campagne de mesures de champ a eu lieu après réception des aimants pour vérifier leurs caractéristiques magnétiques. Ces mesures ont montré qu'il fallait légèrement corriger le rayon d'entrée du premier dipôle, $A_1$, et que, aux champs élevés (17 et 18 kilogauss), des fuites importantes entraînaient l'apparition de champs négatifs élevés au-delà des plaques de garde. Ces plaques ont donc été remplacées par des blindages*, et des shims mécaniques internes de 2 mm d'épaisseur ont été préparés. Une nouvelle série de mesures a alors eu lieu. Elle a confirmé que les champs négatifs dus à la saturation avaient été considérablement réduits. Les mesures ont été faites pour différentes configurations des aimants afin de mesurer l'influence des shims internes, du trou de sortie du faisceau dans $A_1$ (pour lequel un bouchon était prévu) et de la forme de la plaque de garde d'entrée (celle-ci correspond à un shim amovible qui permet de corriger le rayon d'entrée en fonction de la saturation).

Du fait des contraintes pratiques, nous n'avons pas pu mesurer autant de cartes de champ que nous le souhaitions ; nous avons fait une carte complète de $A_1$ et de $A_2$ à 15, 17 et 18 kG, une seconde carte complète de $A_1$ à 17 kG sans le bouchon puis une série de petits morceaux de carte pour mesurer l'effet des shims internes ou des divers blindages d'entrée. Il n'a pas été possible de mesurer en totalité la zone comprise entre les deux aimants : nous savons simplement que le champ y est faible mais inversé par endroits.

Pour déterminer la configuration optimale nous avons recréé une carte de champ complète pour chaque configuration, afin de l'étudier à l'aide du programme de tracé de trajectoires ZGOUBI (dû à D. Garreta). Ceci n'a pu être fait très précisément car chaque modi-

---

*Les plaques de garde sont en contact magnétique, chacune avec un pôle, tandis que le blindage est une espèce d'anneau, isolé de la culasse : les lignes de champ capturées dans le blindage peuvent se refermer latéralement.

fication mécanique a en réalité un effet magnétique à très grande distance et les petits morceaux de carte ne se raccordaient pas très bien. Par exemple, le trou de sortie du faisceau dans $A_1$, s'il provoque une déformation locale des lignes de champ, a surtout pour effet un abaissement général du champ dans tout l'aimant de l'ordre de 1%.

Il a été décidé d'optimiser le spectromètre à 17 kilogauss. Nous avons estimé que les aberrations seraient corrigées avec un blindage d'entrée déterminé et des shims internes de 3 mm ; les faces intermédiaires des aimants n'ont pas été modifiées et le multipôle intermédiaire initialement prévu s'est révélé inutile. Il n'a pas été possible de mesurer une carte de champ complète dans la configuration définitive ; il a donc fallu faire l'analyse des trajectoires avec la carte reconstituée à l'issue de la seconde campagne de mesures. Nous verrons plus loin que les résultats obtenus sont satisfaisants.

## V. LES CHAMBRES A LOCALISATION.

### V.1. Principe général.

Les chambres à localisation ont été conçues et réalisées au DPh-N/ME par Jean-Marie Durand, Jean-Claude Faivre et Jacques Pain [87, 88]. La focale mesure 120 cm perpendiculairement à l'orbite moyenne mais pour améliorer la résolution il avait été décidé d'incliner les chambres à 45° afin de se rapprocher de l'inclinaison de la focale. Les chambres devaient donc mesurer 170 cm de long sur 25 cm de hauteur et donner une résolution meilleure que le millimètre ; enfin elles doivent être suffisamment rapides pour tolérer un flux de $10^6$ particules par seconde et pouvoir détecter simultanément plusieurs particules (pour l'étude d'une réaction à trois corps par exemple).

Le choix s'est porté sur des chambres proportionnelles multifils avec lecture sur la cathode ; il est en effet possible, par cette méthode d'interpoler la position de la particule avec une précision bien meilleure que le demi espacement des fils d'anode (fils détecteurs). Le nombre de voies d'électronique, donc le prix

de revient d'une chambre, dépend de la distance entre points de lecture ; bien entendu la résolution obtenue dépend aussi de cette distance.

Chaque chambre est double et donne les deux coordonnées, X et Y, de la particule qui la traverse ; deux chambres sont donc en principe suffisantes pour calculer l'intersection de la trajectoire avec la focale. Cependant le fait d'en avoir trois permet d'une part d'améliorer l'efficacité en les utilisant en coïncidence majoritaire, d'autre part de tester à chaque instant la résolution spatiale par mesure de l'alignement des trois traces (contrôle du bon fonctionnement des chambres) ; de plus en cas de traces multiples il est possible de lever une ambiguïté éventuelle ; enfin si l'une des chambres tombe en panne il est toujours possible de continuer l'expérience avec les deux autres sans perdre de temps de faisceau.

V.2. Description des chambres.

Comme il n'est pas question de tendre les fils sur 170 cm un tissage à 45° par rapport à l'horizontale a été choisi : ainsi chaque fil ne mesure que $25 \times \sqrt{2} \simeq 36$ cm. Une chambre est donc composée de cinq plans (Fig. 11) : un plan de lecture, un plan anode, un plan de lever de doute à fils verticaux, un plan anode, enfin un plan de lecture tissé perpendiculairement au premier. La distance entre plans est de 8 mm et les fils sont espacés de 2 mm. Les plans anodes sont portés à une haute tension positive. Les électrons créés dans la chambre par la particule à détecteur migrent vers les fils d'anode où ils créent une avalanche ; celle-ci induit sur les fils de cathode une charge proportionnelle et de signe contraire (en réalité, à cause de problèmes électrostatiques, le plan cathode est tissé non pas en fils mais en bandelettes de titane de 10 µm d'épaisseur, larges de 1 mm et espacées de 2 mm d'axe en axe).

Le signal induit par influence sur les fils de cathode est lu, de place en place, après écoulement de la charge dans un pont résistif (Fig. 12). La prise de lecture se fait une fois tous les 16 fils seulement (c'est-à-dire tous les 32 mm). Le passage d'une particule peut donner un signal sur deux ou trois voies contigües. Les charges recueillies sur ces voies sont mesurées. On leur applique

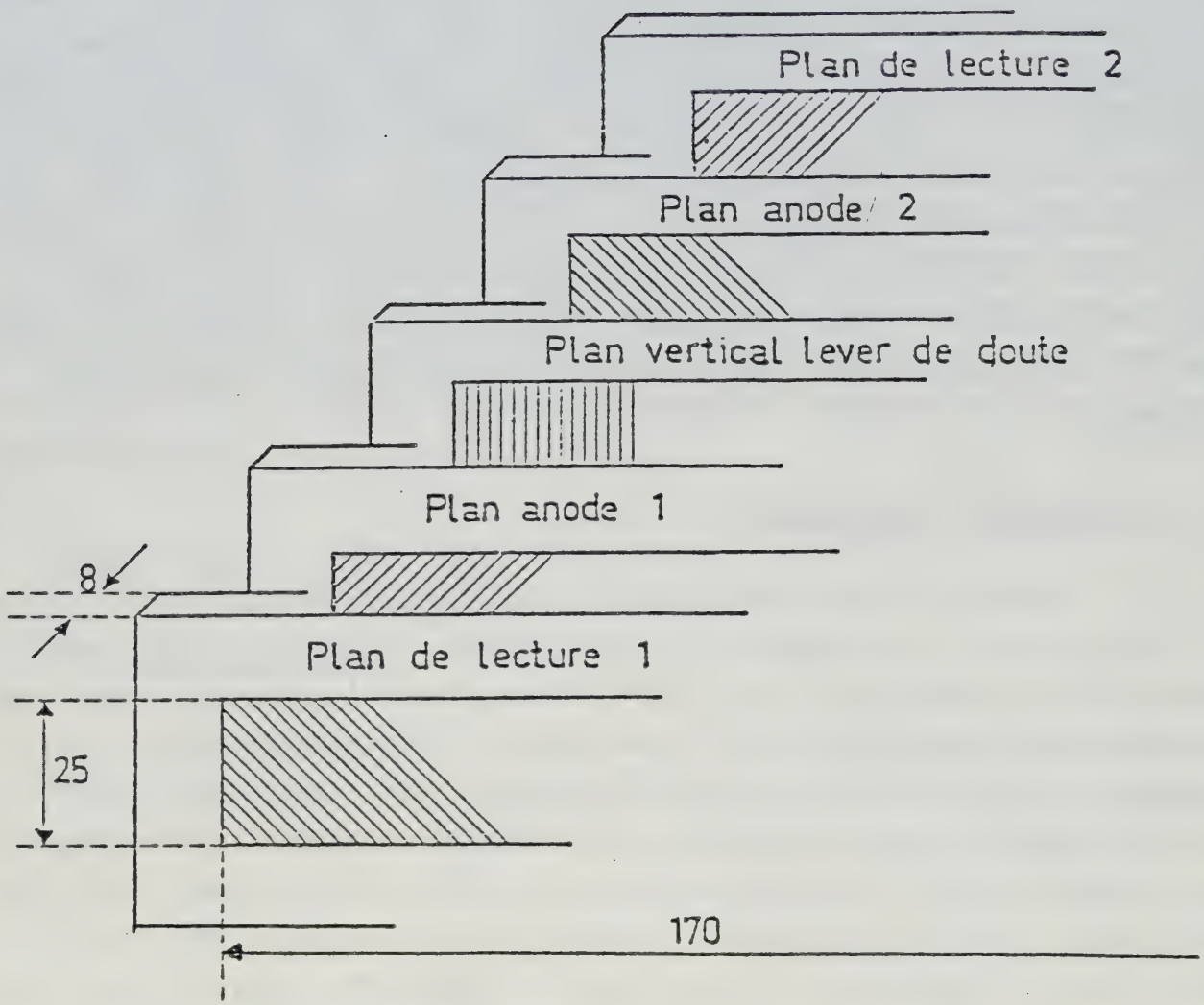


Fig. 11 - Vue éclatée d'une chambre à interpolation donnant les deux coordonnées de la particule qui la traverse.

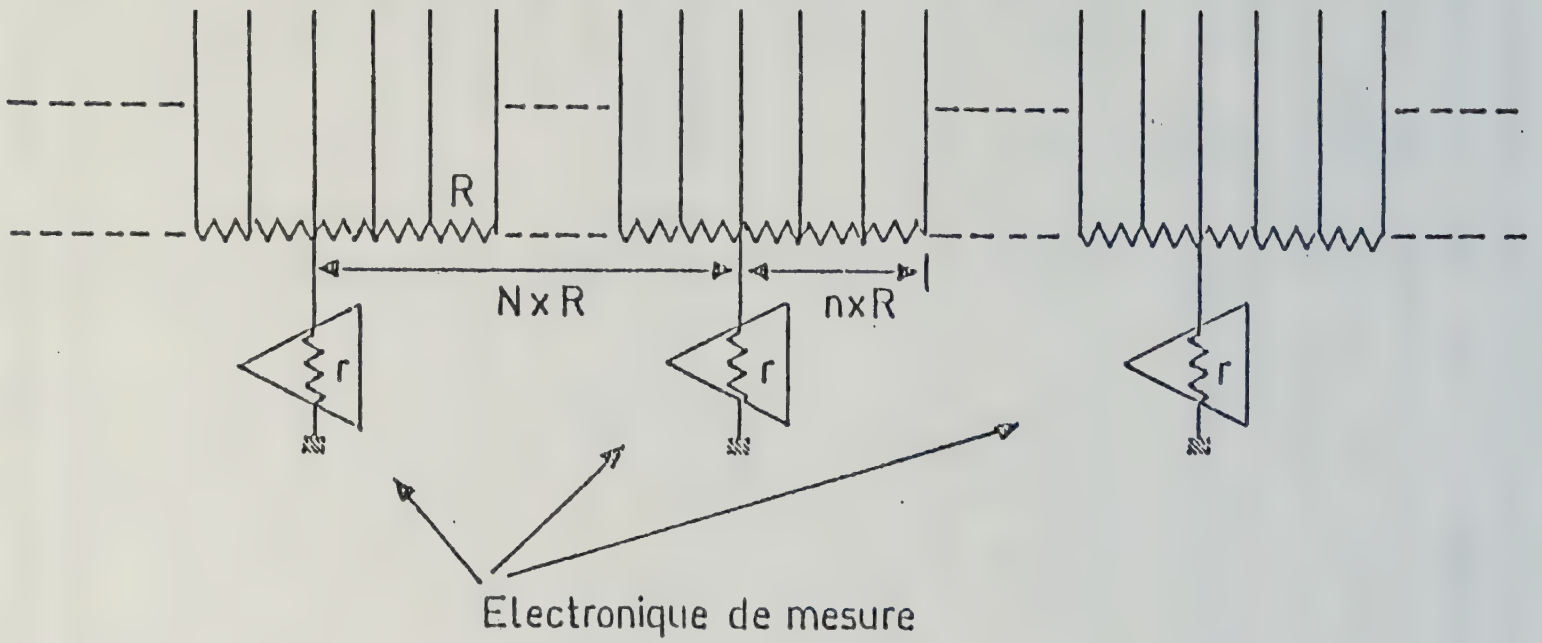


Fig. 12 - Lecture du signal sur le pont résistif permettant l'interpolation.

alors une formule qui permet de déterminer le centre de gravité de la distribution de charge sur la cathode (voir le paragraphe V.4. ci-dessous). La charge totale recueillie lors du passage d'une particule est de l'ordre de 100 picoCoulombs et le bruit propre de la chaîne d'amplification de 1 picoCoulomb : il est donc théoriquement possible d'avoir une résolution de 1% de l'espacement entre points de lecture soit 0,32 mm. Une résolution de 0,5 mm à mi-hauteur a été obtenue en laboratoire. Il serait possible d'améliorer la résolution en diminuant le pas de lecture, donc en augmentant le nombre de voies d'électronique, au détriment, bien entendu, du prix de la détection.

Le gaz utilisé est un mélange du type "magique" préconisé par G. Charpak. Il est composé essentiellement d'argon, avec 25% d'éthylène (ou d'isobutane) et 0,3% de fréon ; une fraction du mélange ainsi formé barbotte dans du méthylal de façon à obtenir 4% de méthylal vapeur dans le gaz final.

V.3. Electronique de lecture.

Chaque voie de lecture (Fig. 13) comporte un préamplificateur de courant sortant en symétrique et attaquant une liaison de 25 m (câbles de paires torsadées du type CAMAC) avec la salle de mesure. Là, la paire correspondant à une voie arrive sur un récepteur à entrée et sortie symétriques. L'impulsion négative est envoyée vers un codeur de charge et l'impulsion positive déclenche un discriminateur à faible seuil. Lors du passage d'une particule seules deux ou trois voies ont un signal suffisant pour déclencher ce discriminateur, les autres n'ont que du bruit. Un système a été développé qui permet, à partir des impulsions présentes sur les voies discriminateur, de ne venir lire que les voies contenant de l'information.

Un événement (pour une coordonnée) est constitué de quatre mots : le premier donne la position de la voie centrale touchée, les trois autres donnent les valeurs de la charge recueillie respectivement sur les voies à droite, centrale, à gauche. Si plus de trois sections contiguës ont déclenché un bit est positionné ; de même s'il y a eu plus de trois traces dans le plan (car le système permet de lire au plus trois événements).

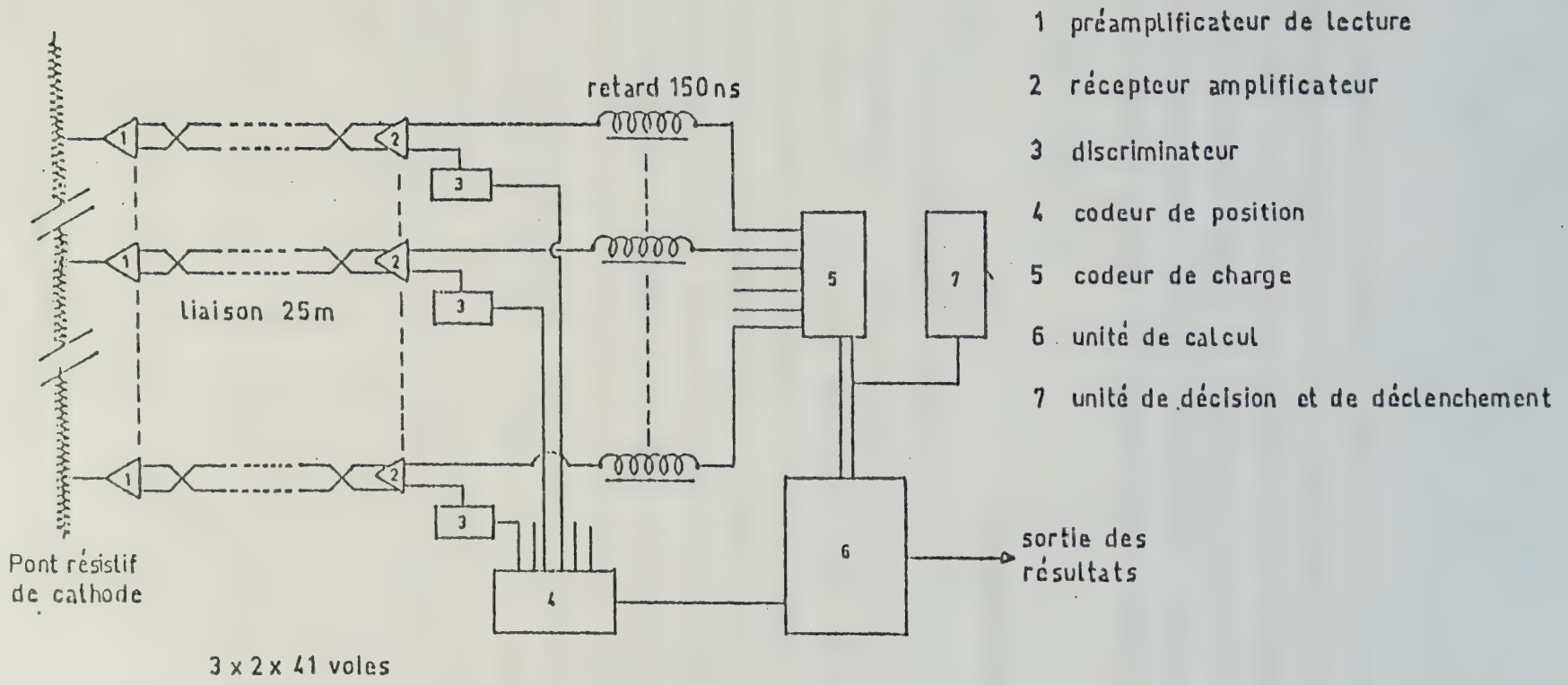


Fig. 13 - Principe de l'électronique de lecture des chambres.

En sortie de récepteur la voie analogique est retardée de 150 ns. Ceci donne le temps de prendre la décision d'ouvrir ou non la porte des codeurs de charge. Cette porte d'échantillonnage a une durée de 140 ns ce qui permet d'encadrer le signal (qui fait à peu près 100 ns) et la fluctuation d'arrivée due au temps de transit des électrons primaires dans les chambres.

Dans le cas où le système d'identification des particules et de déclenchement est complexe, ces 150 ns peuvent représenter une contrainte en limitant le nombre de niveaux de coïncidence (auxquels s'ajoutent parfois des remises en forme nécessaires) dans la logique d'identification. Toutefois un plus long retard risquerait de trop dégrader le signal analogique et donc la résolution des chambres.

V.4. Formules d'interpolation.

Quand une particule traverse la chambre, deux ou trois codeurs peuvent être touchés dans chaque plan ; la formule qui permet de déterminer le centre de gravité de la charge injectée n'est pas la même dans les deux cas [87]. L'impédance d'entrée de l'électronique de mesure est faible devant la résistance d'une portion de chaîne de résistances comprise entre deux codeurs (Fig. 12). Par conséquent deux codeurs seulement sont touchés en général. Ce n'est que lorsque la charge est injectée très près d'un codeur que les codeurs situés à sa droite et à sa gauche recueillent aussi un signal ; ce signal est alors faible. Dans ce cas c'est la formule à trois codeurs qui est exacte, bien que la différence entre les résultats donnés par les deux formules soit petite. Cependant la dispersion due au bruit de l'électronique (la "formule d'erreur") n'est pas la même dans les deux cas et dépend de la position [87].

Pour éviter la discontinuité dans la résolution qu'entraînerait le passage d'une formule à l'autre nous évaluons systématiquement les deux valeurs $x_2$ (formules à 2 codeurs) et $x_3$ (3 codeurs) ; la valeur finalement adoptée pour la position est :

$$x = x_3 f(x) + x_2 (1 - f(x))$$

où f(x) est une fonction linéaire de x qui vaut 1 lorsque c'est la formule à trois codeurs qu'il faut utiliser, c'est-à-dire lorsque x = 0 (trace très proche d'un codeur) et qui vaut 0 lorsque c'est la formule à deux codeurs qui est la meilleure, c'est-à-dire lorsque x = 0,5 (trace à mi-chemin entre deux codeurs) soit :

$$f(x) = 1 - 2x$$

d'où l'on tire la formule :

$$x = \frac{x_3}{1 + 2(x_3 - x_2)}$$

V.5. Piédestaux et gains.

Il est nécessaire au début de chaque expérience de déterminer les piédestaux des codeurs et de normaliser les gains des amplificateurs. Un programme, appelé PGCHAM, a été écrit dans ce but. Les piédestaux sont simplement lus par le calculateur. Pour normaliser les gains on envoie un signal sur la chaîne de résistances, exactement à mi-chemin entre deux codeurs ; on détermine ainsi le facteur par lequel il faut multiplier le résultat du second codeur pour qu'il ait la même valeur que le premier. De proche en proche tous les amplificateurs de chaque plan sont normalisés sur le premier.

VI. RECONSTITUTION DES TRAJECTOIRES.

Connaissant les cartes de champ, le programme de tracé de trajectoires ZGOUBI, dû à D. Garreta, permet d'obtenir, à partir d'un ensemble de coordonnées sur cible, $\delta$, $y_c$, $\theta_c$, $\phi_c$, les coordonnées correspondantes dans un référentiel défini à la sortie du spectromètre (au niveau de la focale) $x_s$, $y_s$, $\theta_s$, $\phi_s$. On décrit un quadrillage des coordonnées sur cible ($\delta$ variant de -18% à +18%, $y_c$ de -0,5 à +0,5 cm, etc.), ce qui conduit à calculer quelques milliers de trajectoires. Pour chaque trajectoire, on a donc deux groupes de coordonnées ($\delta$, $y_c$, $\theta_c$, $\phi_c$) et ($x_s$, $y_s$, $\theta_s$, $\phi_s$) qui se correspondent et qui tiennent compte des aberrations à tous les ordres (horizontales, verticales et croisées). Il s'agit alors d'exprimer

chacune des coordonnées sur cible en fonction des quatre coordonnées à la sortie (qui sont les grandeurs mesurées).

La méthode traditionnelle consiste à déterminer la surface focale et calculer l'intersection de chaque trajectoire avec cette focale. La distance entre le point obtenu et l'orbite moyenne est proportionnelle à l'impulsion de la particule. Les angles au niveau de la cible sont simplement les angles mesurés à la sortie multipliés par un grandissement et, de même, $y_c$ est obtenu à partir de l'intersection de la trajectoire avec la focale verticale en multipliant le nombre obtenu par un grandissement inverse (supposé constant tout au long de la focale). Cette méthode est en fait un calcul au premier ordre dans lequel les variables sont totalement découplées.

Ainsi dans le plan horizontal le spectromètre est décrit par la matrice (voir l'appendice 1) :

$$A_H = \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Pour une cible ponctuelle :

$$x_c = 0 \quad \text{et} \quad \begin{bmatrix} x_s \\ \theta_s \\ \delta \end{bmatrix} = A_H \begin{bmatrix} 0 \\ \theta_c \\ \delta \end{bmatrix}$$

soit :

$$x_s = A_{12}\ \theta_c + A_{16}\ \delta$$

$$\theta_s = A_{22}\ \theta_c + A_{26}\ \delta$$

Restant toujours au premier ordre nous négligeons la courbure de la focale mais il n'est pas possible de négliger son inclinaison sur l'axe optique. Cet effet (qui est du deuxième ordre) est équivalent à un espace de migration proportionnel à l'impulsion $\delta$. En notation matricielle nous écrivons (voir l'appendice 2) :

$$A'_H = D \times A_H = \begin{bmatrix} 1 & B\delta & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} A_{11} & A_{12} & A_{16} \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

$$= \begin{bmatrix} A_{11} + A_{21}B\delta & A_{12} + A_{22}B\delta & A_{16} + A_{26}B\delta \\ A_{21} & A_{22} & A_{26} \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

soit :

$$x_s = (A_{12} + A_{22}B\delta)\theta_c + (A_{16} + A_{26}B\delta)\delta,$$

$\theta_s$ étant inchangé.

Nous avons vu que pour notre aimant $A_{26}$ est petit sur la plus grande partie de la focale ; par ailleurs $A_{12}$ s'annule si l'on choisit l'origine du référentiel au centre de la focale. Les formules se simplifient alors et l'on a au premier ordre :

$$\theta_c = \frac{1}{A_{22}}\,\theta_s$$

$$\delta = x_s/(A_{16} + B\theta_s)$$

Cependant dans le cas de SPES II l'acceptance en moment et l'angle solide sont si larges que le premier ordre n'est plus qu'une très grossière approximation : chaque variable sur cible dépend en fait de toutes les variables à la sortie. Pour définir la trajectoire issue de la cible il nous faut donc, à partir des trajectoires calculées par le programme ZGOUBI à travers les cartes de champ, déterminer quatre fonctions de quatre variables :

$$\delta = f_1(x_s, \theta_s, y_s, \phi_s)$$

$$\theta_c = f_2(x_s, \theta_s, y_s, \phi_s)$$

$$y_c = f_3(x_s, \theta_s, y_s, \phi_s)$$

$$\phi_c = f_4(x_s, \theta_s, y_s, \phi_s)$$

On développe ces fonctions en polynômes en imposant la symétrie du système par rapport au plan médian des aimants. Afin d'améliorer la précision, on utilise le fait que la face de sortie des pôles de $A_2$ est divisée en trois zones aux propriétés magnétiques distinctes (Fig. 9) et la détermination des fonctions est faite séparément pour chaque zone.

Comme on a utilisé pour déterminer ces formules un quadrillage régulier en ($\delta$, $x_c$, $\theta_c$, $\phi_c$), on a voulu s'assurer que le bon $\chi^2$ donné par nos formules n'était pas lié au choix régulier des valeurs de départ. On a donc calculé 700 trajectoires dont les coordonnées de départ étaient aléatoires (à l'intérieur de l'acceptance) et vérifié sur ces trajectoires le programme de reconstruction. On obtient des $\chi$ meilleurs que 1 mr pour $\theta_c$, 3 mr pour $\phi_c$, 0,5 mm pour $y_c$ et $10^{-4}$ pour $\delta$. Ces valeurs sont inférieures à celles dues à la résolution expérimentale sur ($x_s$, $y_s$, $\theta_s$, $\phi_s$) et garantissent que la formule de reconstitution n'est pas une cause d'élargissement des pics.

Par ailleurs, le programme ZGOUBI calcule aussi la longueur de chaque trajectoire. On peut ainsi déterminer (par moindre $\chi^2$) une formule donnant la longueur en fonction de $x_s$ et $\theta_s$ (les variables verticales jouent peu ici). Connaissant l'impulsion de la particule on calcule son temps de vol depuis la cible. On peut ainsi corriger le temps de vol mesuré par les scintillateurs. On obtient un pic de coïncidence de 1 ns à mi-hauteur (avec des scintillateurs et une électronique standards) alors que la largeur naturelle est de 3 à 5 ns (selon les particules) à 700 MeV/c.

Pour obtenir une résolution convenable il est nécessaire soit de compenser la largeur en énergie du faisceau incident soit de mesurer l'impulsion incidente de chaque particule (ce qui est possible seulement sur un faisceau secondaire) : c'est le cas pour l'expérience du CERN. Le faisceau incident étant dispersé sur la cible (mais sans compensation) il apparaît une variable supplémentaire $x_c$ qui doit être mesurée indépendamment.

Si l'on se limite au plan horizontal, au premier ordre, un spectromètre est un système qui à un point, la cible, fait correspondre une courbe, la focale ; si l'on décale le point cible on voit la focale se déformer et se déplacer. Comme le grandissement est varia-

ble d'un bout à l'autre de la focale et qu'on n'est plus aligné sur l'axe de quadrupôle d'entrée la déformation de la focale est complexe et l'effet sur l'angle est important.

Il est théoriquement possible de résoudre le problème comme précédemment c'est-à-dire utiliser le programme ZGOUBI pour tracer autant de trajectoires pour diverses valeurs de $x_c$. On a alors une correspondance $x_c$, $\delta$, $\theta_c$, $y_c$, $\phi_c \rightarrow x_s$, $\theta_s$, $y_s$, $\phi_s$ et on cherche un ajustement par polynôme $\delta = f_1(x_c, x_s, \theta_s, y_s, \phi_s)$, de même pour $\theta_c$, $y_c$, $\phi_c$.

Il est évident que le nombre de paramètres est alors énorme. On a plutôt essayé de découpler la variable $x_c$ en supposant son effet petit. Pour un système de petite acceptance il suffirait de décaler $x_s$ de la quantité $A_{11}\ x_c$ et $\theta_s$ de $A_{21}\ x_c$ (pour corriger l'angle introduit du fait que le point cible n'est plus sur l'axe du quadrupôle). La réalité est plus complexe mais c'est ce principe qui a été adopté : chaque variable à la sortie est corrigée d'une quantité dépendant de $x_c$ (à un ordre supérieur à 1) mais aussi de $x_s$ et $\theta_s$ ; les variables corrigées $x_s'$, $\theta_s'$, $y_s'$, $\phi_s'$ sont alors introduites comme données dans le programme de reconstitution de trajectoires construit précédemment pour $x_c = 0$.

## VII. ANGLE SOLIDE.

A 17 kilogauss le moment maximum sur la focale est 800 MeV/c et le minimum est de 480 MeV/c. Si l'on veut fixer l'angle solide en plaçant près de la cible une fente, les pelles doivent faire perdre 320 MeV à un pion au minimum d'ionisation ; cela requiert 27 cm de fer ou 15 cm d'uranium, valeurs prohibitives. De plus, le domaine angulaire accepté par le système se déforme en fonction du moment : si au centre de la focale on peut admettre $-50\ \text{mr} < \theta_c < +50\ \text{mr}$, aux grands moments il faut prendre $-70\ \text{mr} < \theta_c < +30\ \text{mr}$ (les angles positifs sont coupés) et aux bas moments $-30\ \text{mr} < \theta_c < +70\ \text{mr}$ (angles négatifs coupés) ; il aurait fallu fermer des pelles éventuelles à $\pm 30$ mr ce qui aurait diminué l'acceptance de près d'un facteur 2. De plus l'ouverture verticale (en $\phi_c$) admissible varie en fonction du moment (à cause du grandissement vertical variable). Enfin, l'acceptance angulaire se déforme aussi en fonction de la coordonnée ver-

ticale sur cible $y_c$. Lorsque le déclencheur s'étend loin de la face de sortie de l'aimant, les compteurs eux-mêmes limitent l'acceptance sur les bords de la focale.

Par ailleurs, si les particules qui heurtent les pôles ou la chambre à vide sont perdues, celles qui passent au voisinage du bord des pôles doivent être rejetées aussi car le champ magnétique se dégrade très rapidement dans cette région ; pourtant, elles peuvent arriver jusqu'à la détection et simuler de bons événements ou créer un bruit de fond.

On choisit donc de se donner une fenêtre sur les angles de sortie $\theta_s$ et $\phi_s$ pour éliminer les trajectoires trop "exotiques" puis on utilise pour les trajectoires restantes le programme de reconstitution de trajectoires. On obtient ainsi les valeurs sur cible $\delta$, $\theta_c$, $y_c$, $\phi_c$. On peut alors appliquer des fenêtres sur $\theta_c$ et $\phi_c$, éventuellement dépendantes de $\delta$, et comparer $y_c$ à la dimension de la cible. Dans le cas où deux particules sont détectées on dispose de deux critères pour s'assurer qu'elles proviennent du même événement : le temps de vol et $\Delta y_c$. Les mauvaises trajectoires qui n'ont pas été éliminées par ces fenêtres contribuent au bruit de fond et éventuellement à l'élargissement des pics. Quoi qu'il en soit une telle trajectoire, si elle simule une bonne particule ne peut pas être éliminée.

En fait nous avons constaté expérimentalement qu'une fenêtre étroite en $\theta_c$ et $\phi_c$ (qui élimine de fait toutes les mauvaises trajectoires) diminue le nombre de coups dans le pic mais n'améliore guère la résolution, ce qui montre à la fois que la formule de reconstitution de trajectoire est correcte et que le nombre de mauvaises trajectoires acceptées est négligeable.

Pour la détermination expérimentale de l'acceptance il faut illuminer uniformément le spectromètre d'un bruit de fond isotrope et appliquer le programme de reconstitution à toutes les particules. On peut alors, pour différentes tranches en impulsion $\Delta\delta$, tracer le spectre bidimensionnel $(\theta_c, \phi_c)$ et projeter les histogrammes en $\theta_c$ et $\phi_c$.

Cette détermination expérimentale de l'acceptance tient donc compte des coupures dues à la détection ; celles-ci ne sont pas importantes pour une réaction à deux corps quant on peut placer les pics loin des bords des compteurs mais doivent être prises en compte pour les réactions à trois corps où l'on intègre sur un continuum pour chacune des deux particules détectées. Dans les cas où l'on ne recherche pas la résolution minimum mais la meilleure statistique possible on peut garder des fenêtres très larges : l'angle solide est moins bien déterminé mais aucun événement n'est perdu.

## VIII. CALCUL DU MOMENT INCIDENT.

La ligne de transport du faisceau, de la cible de production à la cible de réaction, est conçue comme un système achromatique : le faisceau dispersé par le dipôle BM1 au niveau de la boîte à fentes sur une largeur de 9 cm, est refocalisé sur la cible de réaction par la partie 1. Cette technique permet de concilier une grande acceptance en impulsion avec une petite tache sur cible.

Mais pour le calcul du moment incident nous considérons les deux parties comme totalement indépendantes. La partie zéro permet d'illuminer l'hodoscope en particules tandis que la partie 1 est un spectromètre un peu particulier : son point cible est l'hodoscope qui fait 9 cm de large et sa focale doit se trouver sur la cible de réaction, avec une dimension de l'ordre de 4 cm (c'est un peu un spectromètre fonctionnant à l'envers). L'hodoscope donne les coordonnées du point d'émission de la particule (point cible) et les deux chambres à fils situées avant la cible le point d'intersection avec la focale (la cible de réaction) et l'angle de la trajectoire.

Au début de l'expérience nous n'avions pas de carte du champ du dipôle. Nous avons donc dû faire une détermination expérimentale de la formule donnant l'impulsion de la particule incidente en fonction des coordonnées mesurées $x_H$, $y_H$ (sur l'hodoscope) et $x_C^i$, $\theta_C^i$, $y_C^i$, $\phi_C^i$ (coordonnées incidentes sur la cible). Cette formule est très sensible au réglage de la ligne, c'est-à-dire aux valeurs des courants dans les quadrupôles. Or les alimentations peuvent ne pas être très stables : après un long arrêt, si l'on affiche les mêmes valeurs de courant, on n'est pas sûr de retrouver exactement le même champ.

La détermination de la formule donnant l'impulsion incidente a donc été refaite indépendamment pour chaque cible étudiée. Plus tard nous avons pu mesurer la carte de champ de BM2. L'analyse de cette carte, avec des cartes théoriques de quadrupôles, a confirmé la grande sensibilité du réglage au champ des quadrupôles et a montré que, partant de l'hodoscope comme objet, on obtient une focale très fortement inclinée au niveau de la cible de réaction. En l'absence de sonde à résonance magnétique nucléaire dans le dipôle et dans l'impossibilité d'avoir une normalisation très précise des champs des aimants il a paru inutile de chercher par le calcul à améliorer notre résolution.

Nous avons donc pris le parti de continuer à déterminer expérimentalement à chaque expérience la meilleure formule. D'autant plus que la matière traversée par le faisceau, la cible en particulier, constitue la cause majeure d'élargissement des pics et impose une limite inférieure à notre résolution.

Pour la détermination de la formule donnant l'impulsion incidente nous procédons ainsi : l'optique et le séparateur étant réglés pour la réaction ($K^-$, $\pi^-$), le faisceau de $K^-$ est naturellement très fortement contaminé en pions. On retire la cible (pour ne pas perturber les particules) et on règle le déclencheur (temps de vol, seuil des compteurs Čerenkov) pour les événements ($K^-$, $K^-$) que l'on stocke sur bande. On règle ensuite le déclencheur pour les événements ($\pi^-$, $\pi^-$) que l'on stocke également. L'impulsion de chaque particule étant donnée par SPES II, nous disposons de tous les éléments nécessaires pour déterminer, par minimisation de $\chi^2$, les coefficients du polynôme :

$$p = f(x_H,\ y_H,\ x_c^i,\ \theta_c^i,\ y_c^i,\ \phi_c^i).$$

Nous avons a priori une idée des termes dominants de ce développement. En effet au premier ordre, si $S_{11}$ est le grandissement et $S_{16}$ la dispersion de la partie 1 on doit avoir :

$$\frac{dp}{p} = \frac{x_c^i + S_{11} x_H}{S_{16}}$$

Comme la partie 1 est un système symétrique $S_{11} = -1$ ; par ailleurs la dispersion est de l'ordre de 3 m.

On doit donc avoir au premier ordre :

$$\frac{dp}{p} = \frac{x_c^i - x_H}{3} 10^{-3} \qquad (x \text{ étant en mm})$$

Il s'y ajoute un terme linéaire en $\theta$ si la focale de la partie 1 n'est pas bien centrée sur la cible, ce qui est en général le cas.

Les deux mesures que nous venons de décrire ont l'avantage supplémentaire de donner sans ambiguïté les positions et les formes des pics en temps et en amplitude de tous les compteurs, pour des pions et des kaons. Cette information est nécessaire lors de l'analyse des bandes magnétiques correspondant à la réaction $(K^-, \pi^-)$.

## IX. LE SYSTEME DE DECLENCHEMENT.

Outre les 50 scintillateurs de l'hodoscope de la boîte à fentes, que l'on appelle H1, le déclencheur comporte les éléments suivants (Fig. 7) :

- A la sortie de la boîte à fentes une prise de temps de vol composée de trois scintillateurs adjacents (pour des raisons de taux de comptage) appelés TL, TM et TR.

- Au niveau de la cible un scintillateur appelé $\overline{T}$ pour une prise de temps. Ce scintillateur a la même dimension que les cibles.

- A la sortie de SPES II un hodoscope de dix scintillateurs de 14 cm × 30 cm couvrant toute la focale.

- La cible est placée dans un cadre en scintillateur accolé à un tube photomultiplicateur, dans le but de détecter les grands signaux dus à la désintégration de l'hypernoyau. Ce compteur n'a jamais été introduit dans le déclenchement en ligne mais a servi à l'analyse ultérieure des bandes.

- Deux compteurs à effet Čerenkov jumeaux, appelés $LH_2 1$ et $LH_2 2$, placés avant et après la cible, très prés de celle-ci (Fig. 14). Leur rôle est d'identifier la particule entrante comme un kaon et la particule sortante comme un pion. Il est fondamental de placer ces compteurs très près de la cible car le bruit de fond essentiel des spectres de pions dans la réaction $(K^-, \pi^-)$ est un bruit de fond physique dû à la désintégration $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$, plusieurs ordres de grandeur plus intense que le signal des hypernoyaux. Il faut donc que la zone où peut se produire cette désintégration soit réduite au minimum. Pour éviter que ces compteurs, si proches de la cible de réaction, ne constituent des cibles parasites, leur radiateur est constitué d'hydrogène liquide (d'indice n = 1,11) : ceci interdit la production d'un hypéron $\Lambda$ dans la réaction $(K^-, \pi^-)$.

Chaque compteur comprend un miroir tendu en oblique pour améliorer la collection de lumière vers les deux tubes photomultiplicateurs. Pour le montage de la cible entre ces compteurs nous avons utilisé deux méthodes : la cible peut être située soit à l'intérieur de l'enceinte des compteurs à l'hydrogène liquide, ce qui rend la manipulation et le changement de cible assez délicat et long mais évite d'avoir à rajouter des fenêtres, soit à l'extérieur ; la manipulation en est alors beaucoup plus aisée mais les deux fenêtres supplémentaires constituent des cibles parasites et dégradent un peu le faisceau.

- Un autre compteur à effet Čerenkov utilisant un fréon FC 75 (d'indice n = 1,274) ou FC 88 (n = 1,238) a aussi été employé, à proximité de la boîte à fentes, pour améliorer la réjection des pions incidents.

Cette multiplicité de systèmes d'identification est nécessaire : en effet lorsque le séparateur électrostatique est enclenché, il y a encore à la cible 100 pions pour un kaon. Même si le premier compteur Čerenkov à hydrogène liquide avait une efficacité de 99% pour les pions, il y aurait encore autant de pions que de kaons parmi nos événements puisque le second $LH_2$ déclenche sur les pions. De plus les déclenchements fortuits des scintillateurs de l'hodoscope H1 sont très nombreux à cause du bruit de fond ambiant élevé dans cette zone.

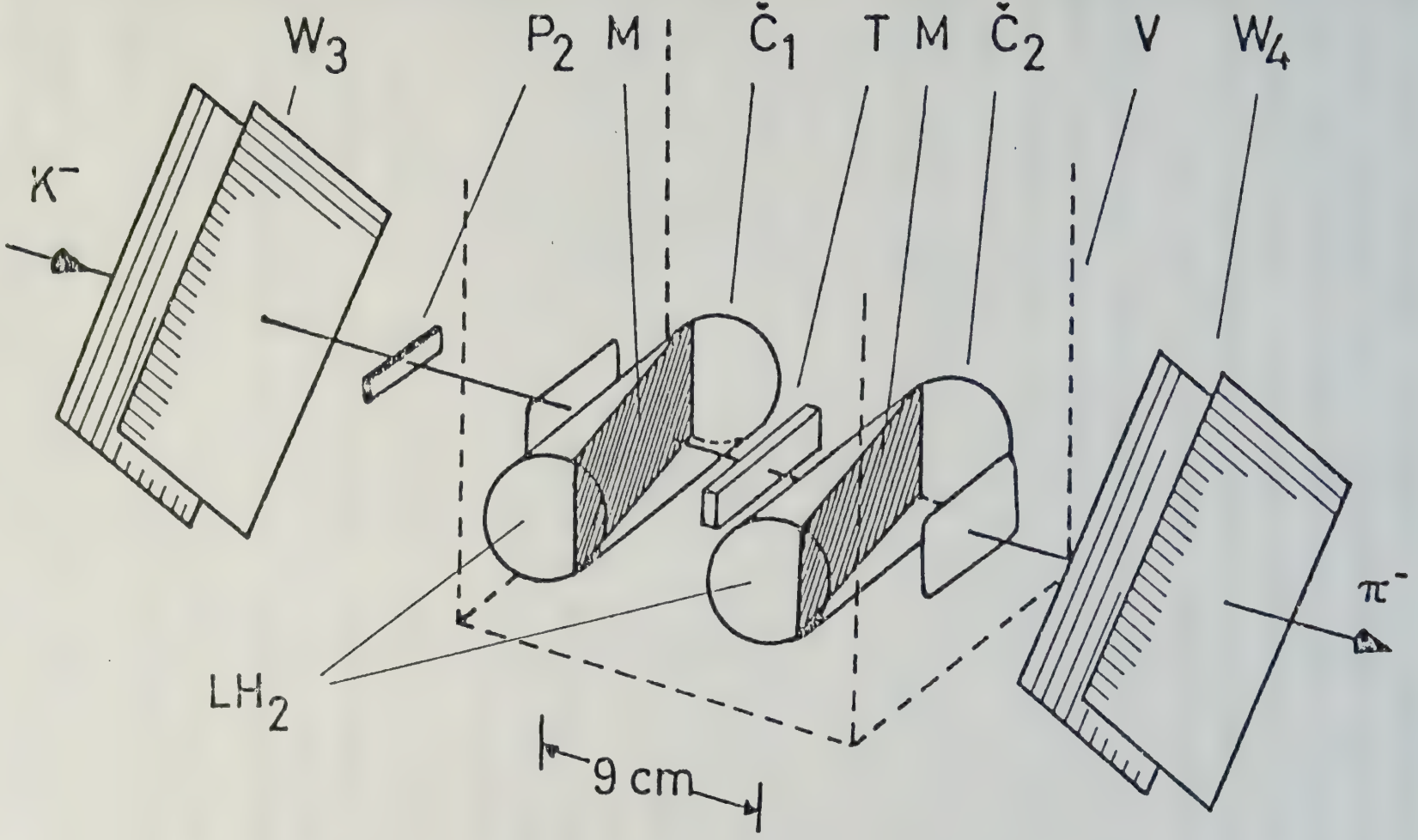


Fig. 14 - Disposition des différents compteurs dans la région de la cible de réaction :
W = chambres à fils type Charpak ; M = miroirs ;
P = plastique scintillant ; T = cible.
Č = compteurs Čerenkov à hydrogène liquide ;

La base de temps de vol hodoscope-cible est de 8 m ce qui permet une séparation $\pi$-K de 5 ns à 720 MeV/c. Entre la cible et la sortie de SPES II le parcours est aussi d'à-peu-près 8 m, variable selon l'angle et l'impulsion de la particule ; rappelons qu'une fois la particule détectée dans les chambres, on peut déterminer (hors ligne) la longueur de la trajectoire réellement suivie, donc corriger son temps de vol. Le spectre de temps de vol corrigé cible-hodoscope de sortie, ainsi que le spectre hodoscope (boîte à fentes) - cible donnent une résolution en temps de 1 ns (Fig. 15).

Le compteur Čerenkov à hydrogène liquide a une efficacité non négligeable pour les particules au-dessous du seuil, de l'ordre de 5 à 10%, à cause des électrons de knock-on, ce qui risque de simuler un événement ($K^-$, $\pi^-$) lorsqu'un kaon traverse la cible sans réagir. Pour éliminer tous les mauvais déclenchements dus aux kaons du faisceau on règle le champ du spectromètre de façon que l'impulsion du faisceau corresponde à la région de la focale où celle-ci croise le plan d'hodoscopes ; tout le faisceau passe donc dans un seul hodoscope qu'il suffit de retirer de la coïncidence avec le déclencheur. Pour ne pas perdre l'information que donne la position du faisceau (pour le calibrage en énergie de la focale) on a installé un système qui permet d'écrire sur bande un seul événement à chaque éjection correspondant à une particule du faisceau qui traverse tout le système (c'est-à-dire donnant un signal dans l'hodoscope de sortie qui voit le faisceau). Un tel événement peut être accepté par le déclencheur pour deux raisons :

a) l'efficacité au-dessous du seuil du $LH_2$ n'est pas nulle ;

b) la fenêtre de temps de vol entre la cible et l'hodoscope de sortie est maintenue assez large à cause de la grande dispersion en temps de vol des particules selon leur angle et leur impulsion.

Citons les divers autres cas d'événements ne correspondant pas à la formation d'un hypernoyau mais acceptés par le déclencheur :

1) pion incident n'ayant pas déclenché le compteur Čerenkov (inefficacité du compteur) et ayant donné le bon temps de vol du fait d'une coïncidence fortuite (bruit de fond élevé dans la région des TLMR) ;

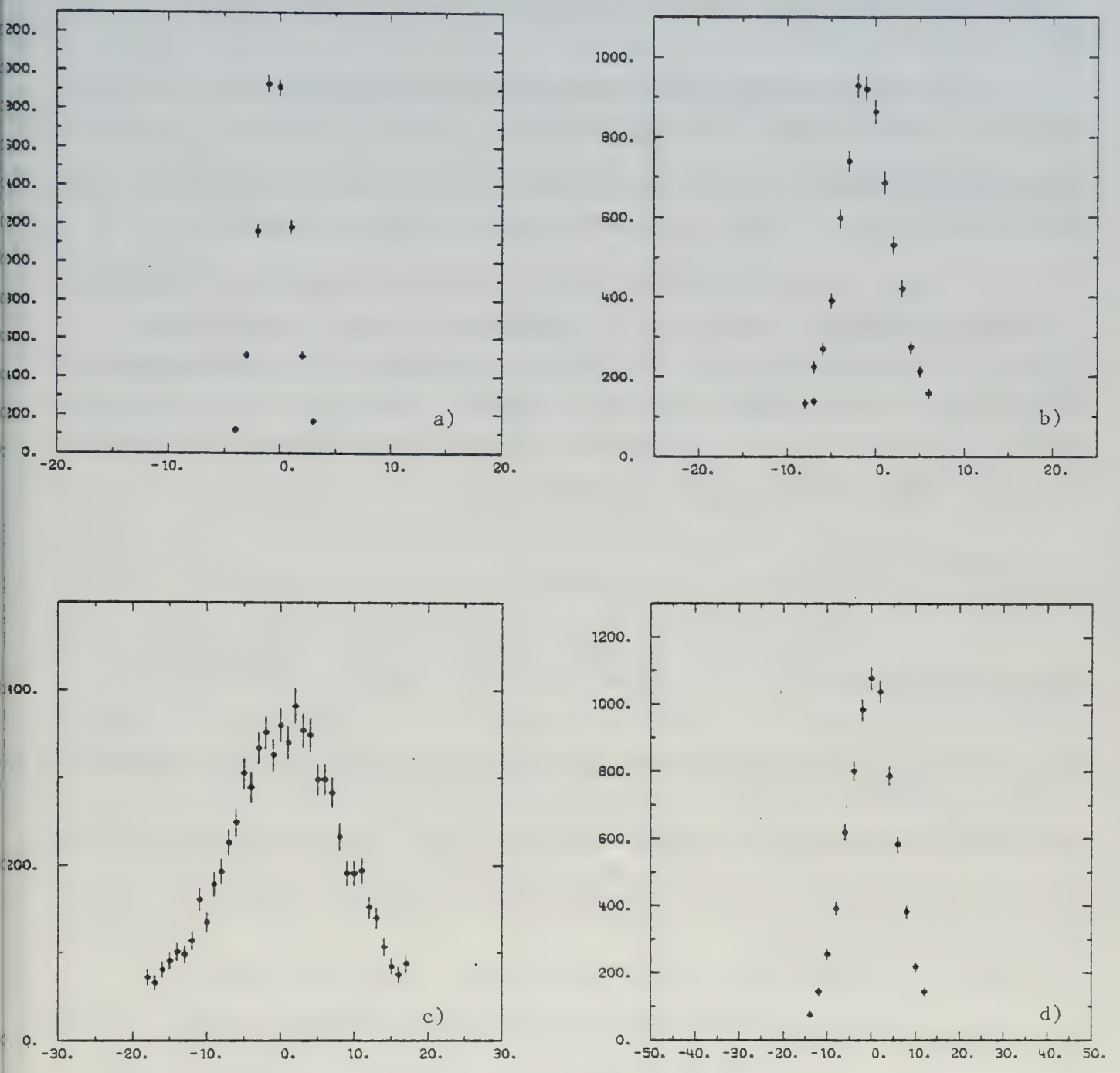


Fig. 15 - Histogrammes montrant les performances du spectromètre :
a) résolution en $y_c$ (1 canal vaut 1 mm) ;
b) résolution en $\theta_c$ (1 canal vaut 1 mr) ;
c) résolution en $\phi_c$ (1 canal vaut 1 mr) ;
d) résolution en temps de vol (1 canal vaut 0,2 ns).

2) kaon sortant (du faisceau ou diffusé) déclenchant le compteur $LH_2 2$ (efficacité au-dessous du seuil) ;

2bis) le kaon sortant peut subir la décroissance $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ dans le spectromètre ;

3) kaon incident, subissant la décroissance $K^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ dans la zone comprise entre les deux $LH_2$.

Tous ces événements peuvent constituer plus de 99% du contenu d'une bande magnétique et sont éliminés lors du dépouillement.

La ligne de faisceau telle que nous venons de la décrire a permis d'obtenir, pour $2.10^{12}$ protons de 26 GeV un taux de 20 000 $K^-$ de 700 MeV/c sur la cible de réaction. Trois ou quatre événements étaient alors acquis sur bande. Moins de 1% de ces événements subsistent dans le spectre final d'hypernoyau, y compris le bruit de fond résiduel et la région des $\Sigma$.

## X. LE DEPOUILLEMENT.

A l'acquisition, un kaon incident était identifié par la logique suivante :

$[X_{hodo}$ et $Y_{hodo}]$ et [Temps de vol jusqu'à la cible (K)] et $\overline{FC88}$ et $\overline{LH_2 1}$

(la barre surmontant un signal signifie qu'il est en anticoïncidence) ;

$X_{hodo}$ est un OU sur les 30 scintillateurs, de même pour $Y_{hodo}$.

Pour un pion incident :

$[X_{hodo}$ et $Y_{hodo}]$ et [Temps de vol ($\pi$)] et FC88 et $LH_2 1$

un kaon sortant :

$\overline{LH_2 2}$ et [Temps de vol cible-hodoscope de sortie (K)]

un pion sortant :

$LH_2 2$ et [Temps de vol-sortie ($\pi$)]

Le temps de vol cible-sortie, ainsi que nous l'avons dit, ne permet pas vraiment de distinguer pion et kaon du fait de la dispersion des longueurs des trajectoires. La distribution par contre peut se faire très clairement hors ligne, par correction du temps de vol en fonction de $\theta$ et p.

Pour traiter les événements, en ligne ou hors ligne, le programme principal exécute dans l'ordre :

- le sous-programme (s.p.) de traitement des chambres de Charpak et de l'hodoscope de scintillateurs H1 ;

- le s.p. qui calcule l'impulsion incidente ;

- le s.p. CHAM qui lit les codeurs de charge des chambres à interpolation, les traite et calcule les quatre coordonnées $x_s$, $\theta_s$, $y_s$, $\phi_s$ de la ou des trajectoires issues du spectromètre, dans un référentiel centré au milieu de la focale ;

- le s.p. PRECIB qui, à partir de la donnée $x_c$ corrige les coordonnées à la sortie comme nous l'avons expliqué ci-dessus ;

- le s.p. CIBLE qui calcule les données sur cible $\delta$, $\theta_c$, $y_c$ et $\phi_c$ en tenant compte des aberrations à tous les ordres ;

- le s.p. MASS, dans lequel on a introduit le moment central et l'angle du spectromètre, le moment central de la ligne ainsi que les masses des particules et la cinématique de la réaction (à deux ou trois corps). Ce sous-programme calcule l'angle de la (ou des) particules sortantes $\alpha = \sqrt{\theta_c^2 + \phi_c^2}$, l'angle de réaction, puis calcule le spectre de masse manquante, ou spectre d'excitation du noyau étudié en prenant en compte la cinématique sans aucune approximation.

Nous décrirons ci-dessous, à titre d'exemple, le dépouillement de $^{27}_{\Lambda}$Al qui a été effectué en quatre étapes :

a) Etape préliminaire (étape zéro).

C'est l'analyse des bandes ($\pi^-$, $\pi^-$) et ($K^-$, $K^-$). Cette analyse permet de déterminer la position des pics de temps de vol et l'emplacement et la forme des spectres d'amplitude pour les K et les $\pi$ sur tous les compteurs. Elle permet aussi de déterminer la formule à utiliser pour exprimer le moment incident en fonction des coordon-

nées aux niveaux de l'hodoscope d'entrée et de la cible ainsi que la résolution sur le moment incident.

D'autre part un court passage pour chacune des bandes ($K^-$, $\pi^-$) à analyser permet de vérifier la forme des histogrammes éventuellement de déplacer les fenêtres pour certaines bandes (changements intervenus en cours d'expérience).

b) Premier compactage.

C'est la définition du $K^-$ incident. Les tests appliqués sont les suivants :

- Un seul des scintillateurs de l'hodoscope d'entrée X et un seul des scintillateurs Y doit être touché ;

- Un seul des scintillateurs TL, TM ou TR doit être touché.

Ces tests rejettent 40% des événements du fait du fort bruit de fond régnant dans la région des compteurs.

- Une fenêtre en temps de vol fine est placée sur les signaux sur $X_H$, $Y_H$, TLMR : 5% de rejets ;

- Un signal d'amplitude élevée est exigé sur les Čerenkov $LH_2$1 ou FC88 : 35% de rejets.

Ces tests sont partiellement redondants : les pourcentages de rejets dépendent de l'ordre dans lequel ils sont appliqués. Les événements restants (à peu près 20%) sont écrits sur une nouvelle bande.

c) Deuxième compactage.

Il comporte essentiellement les tests suivants :

- Multiplicité des événements dans les chambres à fils (Charpak ou Durand). Les chambres sont traitées en coïncidence majoritaire 2/3 ;

- Présence d'un signal sur $LH_2$2, dans la fenêtre en temps des pions ;

- Coupure sur les coordonnées et les angles à la sortie de SPES II.

Ces trois tests rejettent encore 60% des événements restants.

- Fenêtres sur la reconstruction :

i) à partir des chambres situées de part et d'autre de la cible on reconstruit les coordonnées du point d'interaction ; on exige que ce point se trouve dans la cible.

ii) On compare les variables $y_c$, $\theta_c$, $\phi_c$ obtenues par le programme de reconstruction de trajectoire de SPES II avec les mêmes données mesurées par les chambres à fils situées après la cible.

Ces fenêtres permettent de rejeter les événements dus à la désintégration $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$, qu'elle soit survenue dans le spectromètre (test ii) ou dans la zone comprise entre les chambres de Charpak (test i), ainsi que les événements ($K^-$, $\pi^-$) survenus sur une cible parasite (fenêtres des $LH_2$ par exemple). La détermination de la coordonnée longitudinale Z ne peut pas être précise au voisinage de 0°. Lors du dépouillement final on peut rejeter les événements pour lesquels l'angle de réaction est inférieur à 30 mr. Ceci élimine les événements pour lesquels Z est mal déterminé et rejette aussi une bonne partie du fond résiduel, composé de pions ayant donné le bon temps de vol dans la partie 1 à cause d'une coïncidence fortuite et ayant traversé la cible sans réagir. La diminution de l'angle solide n'est que de 3 msr pour une acceptance de 20 à 30 msr (selon les coupures).

Ces fenêtres éliminent encore 80% des événements restants, bien qu'elles soient volontairement larges. Les quelques 8% d'événements qui ont passé ce deuxième compactage sont écrits sur une bande qui servira au dépouillement final.

d) Dépouillement final.

Il reste alors une bande contenant 1 à 2% des événements acquis. On peut essayer diverses combinaisons de fenêtres et de tests pour obtenir le meilleur spectre définitif (notamment le temps de vol corrigé cible-sortie). Dans le cas de $^{27}_{\Lambda}Al$ cette quatrième étape a rejeté 55% des événements.

Le spectre obtenu ne contient pas que des événements dus à l'hypernoyau : en effet une certaine proportion de désintégrations $K^- \rightarrow \pi^-\pi^0$ a passé toutes les fenêtres. Cependant ces événements sont maintenant assez peu nombreux pour être séparés. La séparation

peut se faire proprement car la cinématique est différente pour chaque réaction, ce que l'on observe nettement sur les spectres bidimensionnels (Fig. 16). Lorsqu'on calcule la masse manquante avec la formule correspondant à la décroissance $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$ on obtient le spectre de la figure 16a. On fait une coupure sur ce spectre pour rejeter le pic étroit du $\pi^0$ et l'on applique aux événements restants la cinématique de l'hypernoyau (Fig. 16b). Bien que ne représentant que quelques % du contenu des bandes acquises, ces événements sont suffisamment nombreux pour qu'on puisse mettre en évidence l'effet de l'angle de réaction, à l'intérieur de l'acceptance de SPES II : on peut séparer les événements en deux spectres correspondant à des angles de réaction inférieurs ou supérieurs à 4° (70 mr). La comparaison des intensités relatives des pics dans ces deux spectres est d'une grande utilité pour l'interprétation des niveaux d'énergie (Fig. 18).

Le calibrage absolu en énergie de la focale est un point important car, comme nous le verrons, l'état fondamental de l'hypernoyau est rarement observé ; on ne peut donc pas connaître l'énergie d'excitation des niveaux que l'on produit. Il est fondamental de connaître alors avec précision leur énergie absolue. Cette information est aussi nécessaire pour connaître l'énergie de liaison des états fondamentaux. Le champ du spectromètre SPES II a été calibré en absolu à Saclay par l'étude de réactions à deux corps : le point de croisement des cinématiques de deux réactions différentes permet de connaître l'énergie de façon absolue. De même grâce à la grande acceptance de SPES II, on peut utiliser la réaction :

$$p + d \rightarrow \pi^+ + t$$

car, à l'énergie incidente de 700 MeV on peut détecter à la fois le pion et le triton sur la focale du spectromètre [89], tout en mesurant le champ magnétique avec une sonde à résonance magnétique nucléaire. Le spectromètre étant calibré en absolu, nous avons pu nous en servir pour calibrer la ligne de faisceau du CERN (pour la mesure absolue du moment incident) comme nous l'avons indiqué ci-dessus. Mais nous avons de plus un triple contrôle sur ce point :

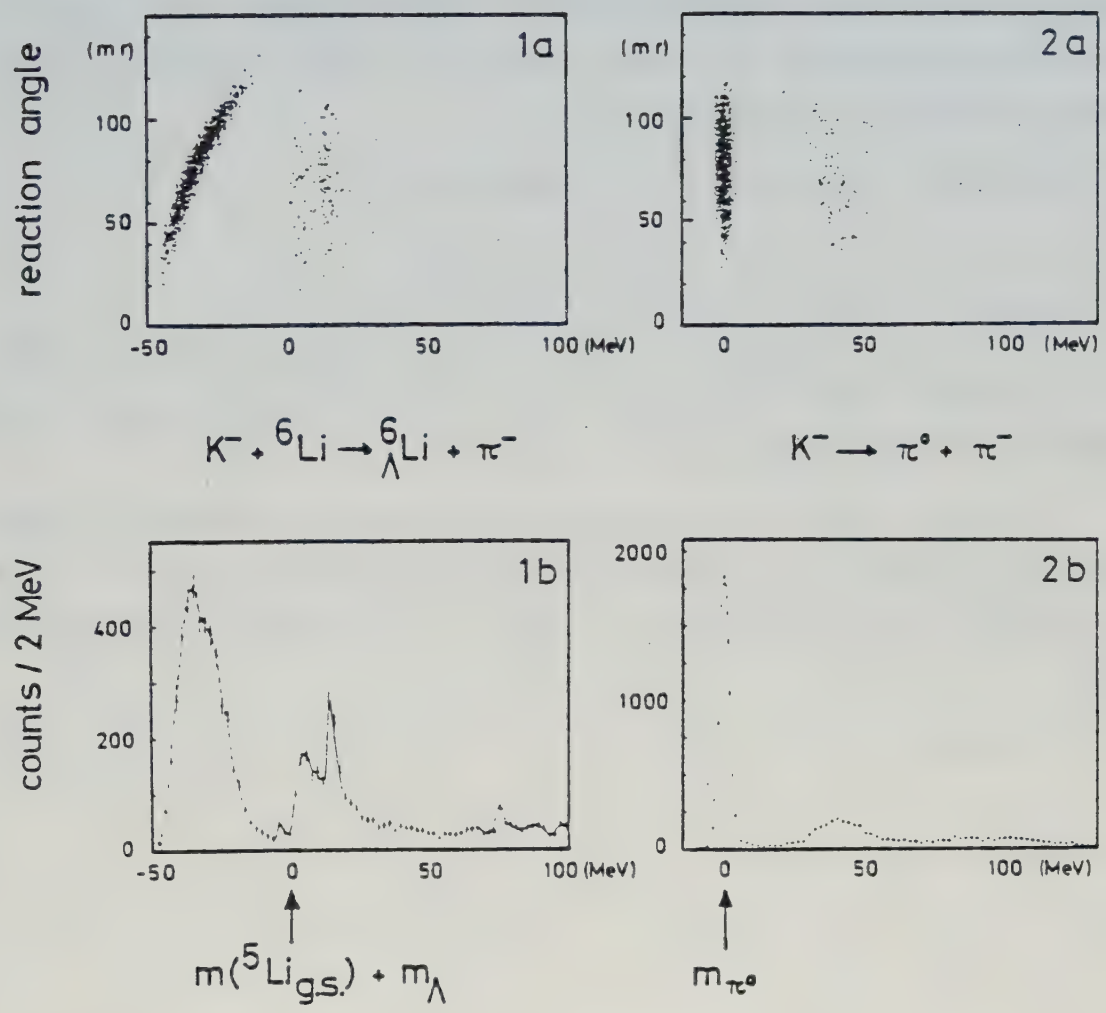


Fig. 16 - Spectre bidimensionnel (θ, masse manquante) et projection de ce spectre selon que l'on applique la cinématique de la réaction ${}^6Li(K^-, \pi^-){}^6_\Lambda Li$ (1a et b) ou la cinématique de la décroissance $K \rightarrow 2\pi$ (2a et b).

- A chaque éjection, une trajectoire du faisceau était enregistrée sur bande (voir ci-dessus). Nous connaissions ainsi la position du faisceau sur la focale, ce qui permet de rapporter l'impulsion des pions sortants à celle du faisceau incident.

- Les pions provenant de la décroissance $K^- \rightarrow \pi^- + \pi^0$ au voisinage de la cible sont acceptés par le spectromètre. En reconstruisant la masse manquante de cette réaction, nous obtenons un pic qui doit être centré sur la masse du $\pi^0$.

- Les pions provenant de la réaction :

$$K^- + p \rightarrow \pi^- + \Sigma^+$$

sur l'hydrogène des compteurs Čerenkov sont aussi acceptés par SPES II. La masse manquante de cette réaction donne un pic centré sur la masse de l'hypéron $\Sigma^+$.

Ainsi, grâce à la grande acceptance en moment de SPES II nous avons des points de calibrage absolu en énergie de part et d'autre du spectre de l'hypernoyau $\Lambda$. Nous en estimons la précision à $\pm$ 500 keV.

# Chapitre V

## RESULTATS EXPERIMENTAUX.

Avec le dispositif expérimental décrit au chapitre précédent nous avons étudié les onze noyaux suivants :

$$^{6}Li,\ ^{7}Li,\ ^{9}Be,\ ^{12}C,\ ^{16}O,\ ^{27}Al,\ ^{32}S,\ ^{40}Ca,\ ^{51}V,\ ^{89}Y,\ ^{209}Bi$$

à des impulsions incidentes comprises entre 640 et 790 MeV/c selon les cibles. L'angle du spectromètre était presque toujours 0° par rapport au faisceau incident ; deux spectres ont été pris à 5°, sur $^{16}O$ et $^{40}Ca$. Lorsque le spectromètre est à 0°, son ouverture angulaire permet d'obtenir des angles de diffusion allant jusqu'à 7° ; si la statistique est suffisante, un découpage en tranches angulaires permet alors d'observer le comportement de la section efficace en fonction du transfert d'impulsion. Dans ce chapitre, nous allons décrire tous les spectres d'hypernoyaux obtenus au cours de notre expérience et proposer une interprétation "au premier ordre" des pics ou des bosses observés. Nous commençons par exposer les caractéristiques de la réaction et les arguments qui autorisent cette interprétation.

### I. COMMENT INTERPRETER LES SPECTRES.

En approximation d'impulsion (DWIA), l'amplitude de transition entre l'état fondamental $|0\rangle$ du noyau cible et un état $|\lambda\rangle$ de l'hypernoyau s'écrit [66] :

$$\langle\pi;\lambda|T|K;0\rangle = \langle\pi|t|K\rangle \int d^3x\ \langle\chi_\pi^{(-)}|x\rangle\langle x|\chi_K^{(+)}\rangle \times \langle\lambda|U_-|0\rangle$$

où <t> est l'amplitude de la transition libre $K^-n \to \pi^-\Lambda$ prise à la même énergie et au même angle que dans la réaction ${}^{A}_{Z}(K^-,\pi^-){}^{A}_{\Lambda}Z$ et les $\chi^{\pm}$ sont les ondes distordues (l'opérateur $U_-$ est défini dans l'appendice 1). On suppose donc ici que la transition $n \to \Lambda$ se produit comme à l'état libre, l'effet du noyau étant simplement de distordre les ondes mésoniques. L'importance relative des différents états hypernucléaires dans le spectre et leur dépendance en moment transféré sont imposées alors par le recouvrement de leur fonction d'onde avec celle du noyau initial. Si nous décrivons ces fonctions d'onde dans un modèle à particules indépendantes, seules interviennent dans le recouvrement la fonction d'onde du neutron qui subit la transition et celle de l'hypéron $\Lambda$ dans le champ du noyau. Lorsque le transfert d'impulsion est nul il ne peut pas y avoir de changement de moment angulaire et le recouvrement est non nul seulement si l'hypéron $\Lambda$ et le neutron ont les mêmes nombres quantiques n, l, j. Mais à mesure que le moment transféré q croît, il devient possible de créer des états de structure différente du fait du terme $e^{iq.x}$ apparaissant dans l'intégrale.

La cinématique de la réaction $K^- + n \to \pi^- + \Lambda$ est présentée dans les figures 5a) et b). A l'impulsion incidente de 700 MeV/c, le moment transféré à l'hypéron n'est que de 35 MeV/c lorsque le pion est détecté à 0°. Les transitions les plus favorisées sont donc les transitions quasi-élastiques, qui transforment un neutron en un hypéron $\Lambda$ sans aucun autre changement de la fonction d'onde d'espace et de spin de la particule. L'état hypernucléaire formé est analogue au fondamental du noyau cible mais n'est bien sûr jamais l'état fondamental de l'hypernoyau. Sa structure est du type $|\Lambda_{nlj}, n^{-1}_{nlj}>$.

En prenant pour modèle des fonctions d'onde d'oscillateur harmonique (et en négligeant les distorsions), Esch [90] a montré que la dépendance en moment transféré d'un tel état est du type $\exp(-\alpha^2 q^2)$, ce qui a été confirmé plus tard par les calculs plus réalistes de Chiang et Hüfner [91], Dover et al. [92] et Bouyssy [93]. Dans ces transitions, dites "sans recul", le faible moment transféré est absorbé par l'hypernoyau dans son ensemble, par analogie avec l'effet Mössbauer (voir Povh [94], qui retrouve grâce à cette analogie la dépendance en $\exp(-\alpha^2 q^2)$). Une plus petite partie de la section efficace correspond au cas où la particule $\Lambda$ absorbe le recul et change alors de couche. Une telle transition est dite quasi-libre ;

la différence fondamentale avec le cas du nucléon est qu'ici tous les états possibles sont disponibles pour l'hypéron Λ. Cependant, tant que le moment transféré est petit, le changement de moment angulaire restera nécessairement faible. Ce type de transition peut permettre éventuellement d'obtenir l'état fondamental de l'hypernoyau. Esch a montré que la dépendance en moment transféré de la transition $\Delta\ell = 1$, vers l'état $|1s, 1p^{-1}>_\Lambda$ est en $q\exp(-\alpha^2 q^2)$, linéairement croissante avec q pour les petits transferts ($\alpha$ est une moyenne des rayons des orbites du neutron et du Λ). Du fait que le pion et le kaon sont fortement absorbés, c'est à la périphérie du noyau que se produit préférentiellement la réaction : les couches internes ont une contribution à la fois faible et large en énergie. C'est donc les couches externes de neutrons qui jouent un rôle prépondérant, du moins pour les pics étroits ; bien entendu l'importance du rôle de chaque couche dans ces transitions dépend du nombre de neutrons qu'elle contient.

La quantité accessible expérimentalement n'est en général pas l'énergie d'excitation de l'hypernoyau mais son énergie totale (la masse manquante). On peut relier celle-ci à l'énergie de liaison $B_\Lambda$ de l'hypéron relativement au coeur nucléaire par la formule :

$$M_{HY} = M_{A-1} + M_\Lambda - B_\Lambda$$

où $M_{HY}$ est la masse de l'hypernoyau et $M_{A-1}$ est la masse du noyau ${}^{A-1}_{\ Z}$ (noyau cible moins un neutron) dans son état fondamental.

En écrivant de même :

$$M_A = M_{A-1} + M_n - B_n$$

on obtient :

$$M_{HY} - M_A = M_\Lambda - M_n + B_n - B_\Lambda$$

Cette quantité est le Q de la réaction $K^- + {}^{A}_{\ Z} \rightarrow \pi^- + {}^{A}_{\Lambda}Z$ :

$$Q = M_{HY} - M_A = E_K - E_\pi - T_R$$

(l'énergie de recul $T_R$ de l'hypernoyau est négligeable). Le Q de la réaction est bien sûr la quantité fondamentale, accessible expérimentalement et définie sans ambiguïté. Par contre la notion d'énergie de liaison est moins claire (il s'agit d'ailleurs ici d'énergie de séparation, positive si la particule est liée). Elle est définie comme l'énergie qu'il faut fournir au système pour obtenir un hypéron Λ libre et le noyau $^{A-1}Z$ dans son état fondamental.

Mais lorsque l'hypéron Λ est lié dans l'hypernoyau, le coeur nucléaire est différent du noyau $^{A-1}Z$ libre car la particule Λ a, en plus de son énergie propre de particule, apportée une contribution à l'énergie nucléon-nucléon des particules du coeur. Cet effet de polarisation du coeur apparaît mieux dans des calculs Hartree-Fock [95] que dans des calculs du type "modèle en couches" où l'on peut décrire un état hypernucléaire comme superposition de divers états (particules Λ-coeur nucléaire excité) couplés au même moment angulaire total. Par ailleurs on connaît plusieurs cas où le "coeur nucléaire" n'est pas lié mais où la présence de la particule Λ le "stabilise" ($^{6}_{\Lambda}He$, $^{10}_{\Lambda}B$) ; de même il y a des cas où le noyau $^{A}Z$ est instable mais où l'hypernoyau $^{A}_{\Lambda}Z$ est stable bien que l'interaction Λ-noyau soit plus faible que l'interaction neutron-noyau car l'hypéron Λ peut se trouver sur la couche s, contrairement au neutron ($^{5,7,8}_{\Lambda}He$, $^{8}_{\Lambda}Be$, $^{9}_{\Lambda}B$).

Afin de pouvoir comparer nos spectres aux calculs des théoriciens, nous emploierons pour décrire les spectres l'échelle $B_\Lambda$, qui se déduit de l'échelle du Q de la réaction par une translation ; nous retiendrons toutefois que cette habitude, qui a été introduite par les physiciens travaillant sur les émulsions, n'a de sens que pour les états fondamentaux.

Si l'on veut décrire l'état particule-trou $((n1j), (n'1'j')^{-1})_{\Lambda n}$ comme étant dû à deux puits de potentiel indépendants, l'un pour le neutron, l'autre pour le Λ, son énergie peut s'écrire :

$$M^*_{HY} - M_A = M_\Lambda - M_n + B^*_n(n',1',j') - B^*_\Lambda(n,1,j)$$

Ceci suppose en particulier que le puits de potentiel ne dépend pas de l'état (nlj) de la particule Λ (donc du trou de neutron) ce qui n'est certainement pas vrai du fait de la courte portée de l'interaction. On s'attend pourtant à ce que cette quantité prenne la même valeur pour une même configuration particule-trou dans deux hypernoyaux voisins. En effet le puits de potentiel pour le neutron ou l'hypéron Λ suit la forme de la distribution de matière, et possède une profondeur fixe (58 MeV pour le neutron, 30 MeV pour l'hypéron Λ). Entre deux noyaux proches, le puits se déforme peu et en tous cas de la même manière pour n et Λ ; la différence des différences d'énergies de liaison sera donc petite car les effets perturbateurs à ce modèle très simple se compenseront. C'est donc l'échelle $B_n - B_\Lambda = Q - (M_\Lambda - M_n) = Q - 176$ MeV qui sera utilisée pour comparer des hypernoyaux voisins et interpréter la structure des états.

Nous n'avons pas accès à l'énergie d'excitation de ces états car l'énergie de liaison de la particule Λ dans l'état fondamental n'est en général pas connue. Ce dernier est d'ailleurs peu alimenté par la réaction $(K^-, \pi^-)$ et seulement dans les noyaux légers, c'est-à-dire là où la couche $1s_{1/2}$ n'est pas trop éloignée de la couche externe.

Récapitulons, en les simplifiant, les caractéristiques de la réaction $(K^-, \pi^-)$ à petit transfert :

- C'est une réaction à une étape $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ sur un neutron lié. Le transfert d'impulsion étant faible, l'état final le plus probable est celui où la particule Λ est créée sur la même couche que le neutron qu'elle remplace (transition quasi-élastique ou "sans recul"), les transitions accompagnées d'un changement de couche du Λ étant bien moins probables.

- La force de la transition est sensiblement proportionnelle au nombre de neutrons dans la couche initiale.

- Le pion et le kaon étant fortement absorbés par le noyau, les couches les plus externes contribuent préférentiellement aux pics observés.

- De plus les couches profondes de neutrons ayant une grande largeur (~ 20 MeV) ne donneront pas de pic mais éventuellement des bosses.

- La dépendance en moment transféré des transitions sans recul est du type $\exp(-\alpha^2 q^2)$, les pics "quasi-libres" étant relativement plus excités au-delà de 0°.

- Le renversement du spin est interdit à 0° (seules les transitions de parité naturelle sont possibles).

- Les pics correspondant à une même configuration trou (neutron)-particule ($\Lambda$) dans deux noyaux voisins apparaîtront à la même énergie sur l'échelle $M_{HY} - M_A$ ou $B_n - B_\Lambda$.

## II. LES SPECTRES DE $^{12}_{\Lambda}C$ et $^{16}_{\Lambda}O$ ET L'INTERACTION SPIN-ORBITE $\Lambda$-NOYAU.

Dans le spectre de $^{12}_{\Lambda}C$ (Fig. 17) on observe un pic intense à $B_\Lambda = 0$ et un second pic à peu près sept fois moins haut à $B_\Lambda = 11$ MeV [96] ; du côté des grandes excitations le pic intense présente un épaulement suivi d'une traînée ; le fond est pratiquement nul entre les deux pics et du côté des faibles excitations.

Si l'on décrit le noyau $^{12}C$ comme ayant la couche $p_{3/2}$ fermée, le fondamental de $^{12}_{\Lambda}C$ est un membre du doublet $(s_{1/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ $1^-$, $2^-$. Vu que seuls les états de parité naturelle peuvent être excités par notre réaction (voir ci-dessus) l'état que nous observons à $B_\Lambda = 11$ MeV est le $1^-$, fondamental de $^{12}_{\Lambda}C$, déjà observé lors des expériences d'émulsions. L'identification du grand pic est évidente : il est dû à l'état $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 0^+$ (transition sans recul), les autres membres du multiplet $1^+$, $2^+$, $3^+$ étant exclus soit parce que le retournement du spin est interdit, soit parce que le transfert d'impulsion est trop faible. Nous excluons au premier ordre une contribution de l'état $(s_{1/2}, s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ $0^+$ à ce pic car les expériences du type (e,e'p) [95 à 99] ou (p, 2p) [100, 101] ou encore (p,d) [102 à 104] ont montré que les trous $p_{3/2}$ et $s_{1/2}$ dans $^{11}C$ sont distants de 20 MeV et que la contribution du trou $s_{1/2}$ a une largeur d'une quinzaine de MeV. La contribution de l'état $(s_{1/2}, s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ dans $^{12}_{\Lambda}C$ doit donc se trouver à une vingtaine de MeV au-delà du fondamental, précisément là où nous trouvons un épaulement après le pic sans recul.

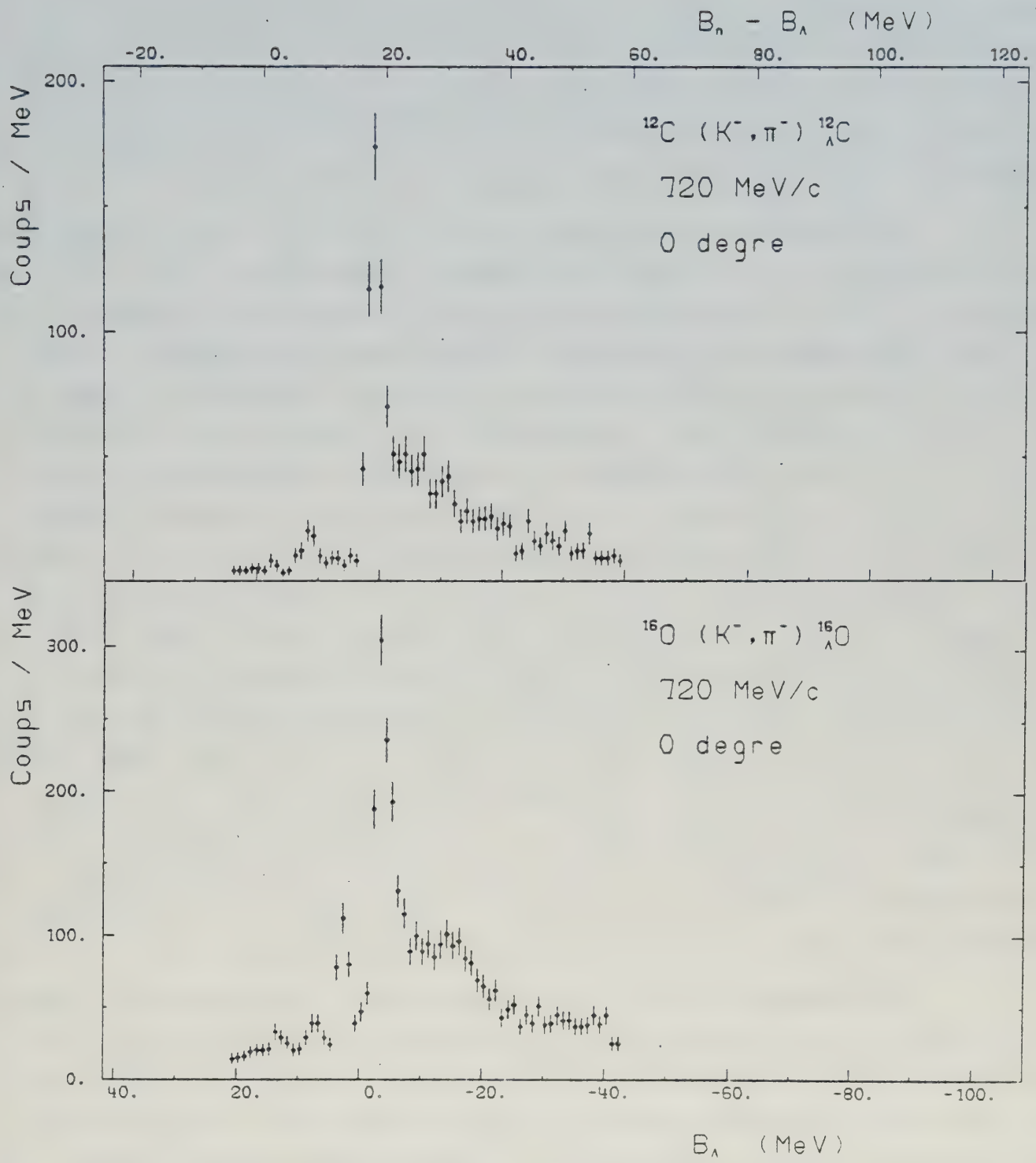


Fig. 17 - Spectres de $^{12}_{\Lambda}C$ et $^{16}_{\Lambda}O$ comparés sur la même échelle $B_n - B_\Lambda$. On a aussi porté pour chaque spectre l'échelle $B_\Lambda$.

Rappelons que l'état excité ${}^{12}_{\Lambda}C$ à $B_\Lambda = 0$ est le seul état excité d'hypernoyau observé avec certitude en émulsion. Dans la traînée qui suit le pic $0^+$ on doit s'attendre à trouver aussi des contributions des états à une particule-un trou tels que l'hypéron Λ a sauté sur une couche plus élevée que $p_{3/2}$ (Λ non lié) ainsi que des états à deux particules-deux trous ou des configurations plus complexes ; tous ces états sont larges et se mélangent.

La comparaison des spectres de ${}^{16}_{\Lambda}O$ et ${}^{12}_{\Lambda}C$ sur la même échelle d'énergie $B_n - B_\Lambda$ est particulièrement instructive (Fig. 17) : le spectre de ${}^{16}_{\Lambda}O$ [96] présente quatre pics d'intensité croissante suivis d'un épaulement. Deux des pics (ainsi que l'épaulement) correspondent exactement en position et en intensité (relative) à ceux de ${}^{12}_{\Lambda}C$ ; les deux autres pics se déduisent des premiers par un décalage de 6 MeV et un affaiblissement en intensité. Appliquant les critères énoncés précédemment, on attribue aux pics qui se correspondent dans ${}^{12}_{\Lambda}C$ et ${}^{16}_{\Lambda}O$ la même configuration : le pic à $B_\Lambda = -3,5$ MeV est l'état $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}\ 0^+$ et celui à $B_\Lambda = +7$ MeV est le $(s_{1/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}\ 1^-$. Le spectre de ${}^{16}_{\Lambda}O$ pris à 5° montre que les deux pics intenses à 0° décroissent rapidement lorsque le moment transféré augmente, ce qui n'est pas le cas des deux autres pics (Fig. 18) ; les deux pics intenses sont donc des états $J^\pi = 0^+$. C'est bien ainsi que nous avions interprété le premier. Le second, à $B_\Lambda = 2,5$ MeV, correspond à l'état $(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}\ 0^+$. Le plus faible pic, à $B_\Lambda = 13$ MeV, se déduit de la même façon de celui qui le précède : il correspond à l'état $(s_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}\ 1^-$. Les rapports d'intensités des pics sont aussi en faveur de cette interprétation.

Conformément à ce qu'on observe pour les hypernoyaux légers, (voir chapitre sur les spins des hypernoyaux) nous supposerons toujours que l'état fondamental de l'hypernoyau est celui où les spins de la particule Λ et des nucléons sont couplés à la valeur minimum ; dans le doublet $(s_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}\ 0^-, 1^-$, nous admettons que l'état fondamental est le $1^{-*}$. De même que pour ${}^{12}C$, les expériences (p,2p) [100, 103] ou (p,d) [104] montrent que le trou $1s_{1/2}$ a une contribution très large, 39 MeV au-delà de l'énergie du trou $p_{1/2}$. Si l'on reporte ce décalage dans le spectre de ${}^{16}_{\Lambda}O$ on s'attend à trouver une

*En tout état de cause le $0^-$ ne peut pas être excité dans notre expérience. Ce problème sera discuté au chapitre suivant.

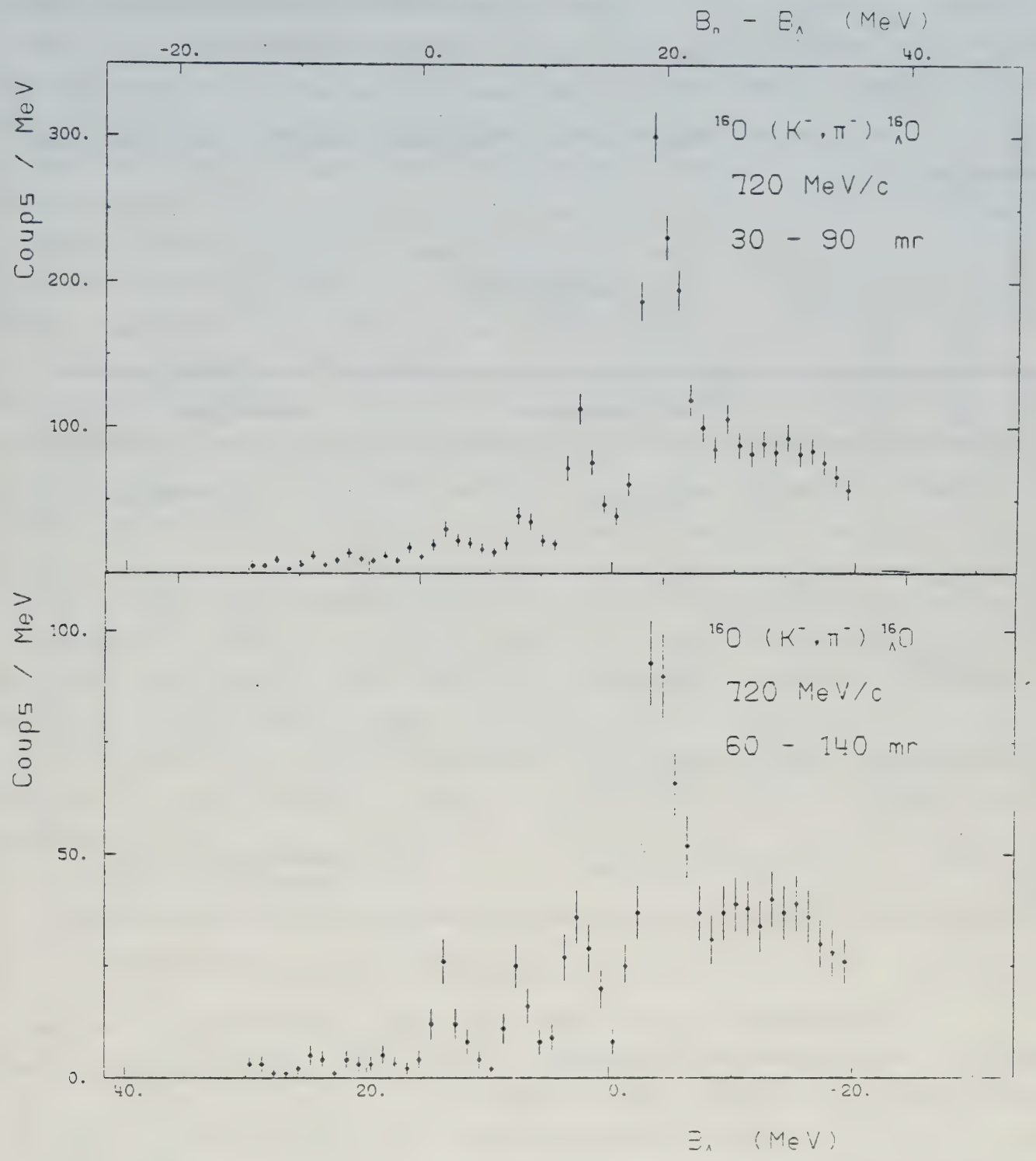


Fig. 18 - Comparaison des intensités relatives des pics dans $^{16}_{\Lambda}O$ selon la valeur de l'angle de réaction (ou de l'impulsion transférée) a) $\theta$ compris entre 30 et 90 mr ; b) $\theta$ compris entre 60 et 140 mr.

large contribution due à l'état $(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ à $B_\Lambda$ = -17 MeV, précisément là où l'on observe une large bosse, et où les autres états larges (par exemple $(d_{5/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}\ 1^-$) ou à configuration plus complexe peuvent se manifester.

Pour nous résumer nous avons donc observé les états suivants de $^{16}_{\Lambda}O$ :

Tableau 6

| $B_\Lambda$ | Configuration | Remarques |
|---|---|---|
| 13 MeV | $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 1^-$ | Etat fondamental |
| 7 MeV | $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 1^-$ | |
| 2,5 MeV | $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 0^+$ | |
| -3,5 MeV | $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 0^+$ | |
| -16 MeV | $(1s_{1/2}, 1s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $J^\pi = 0^+$ | Une contribution parmi d'autres |

On constate que les deux pics dus à un neutron de la couche $1p_{1/2}$ sont exactement décalés de 6 MeV par rapport aux pics dus au neutron $p_{3/2}$. Le fait que les états $(1s_{1/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(1s_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ soient séparés de 6 MeV est bien en accord avec la séparation en énergie des sous-couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ observée dans les expériences de transfert d'un nucléon ou de diffusion quasi-libre [99 à 104]. Par contre le décalage de 6 MeV entre les états $(1p_{3/2}, 1p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(1p_{1/2}, 1p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ étant entièrement explicable par la différence d'énergie des trous de neutrons $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$, il n'y a pas de place pour une différence d'énergie entre les états $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ de la particule $\Lambda$. Cela signifie que l'interaction spin-

orbite dans le potentiel Λ-noyau est très faible, contrairement au cas du potentiel nucléon-noyau.

L'étude des spectres ${}^{12}_{\Lambda}C$ et ${}^{16}_{\Lambda}O$ nous a donc apporté les renseignements suivants : on peut, au premier ordre, décrire ces hypernoyaux par un modèle à particules indépendantes, la distance entre les couches s et p de la particule Λ étant de $\hbar\omega_{\Lambda}$ = 11 MeV pour les deux hypernoyaux, et l'interaction spin-orbite du potentiel Λ-noyau est négligeable. Nous ne pouvons pas exclure qu'il existe d'autres états excités de basse énergie dans ces hypernoyaux mais nous profitons de la très forte sélectivité de la réaction $(K^-, \pi^-)$ à faible transfert et à 0° pour identifier quelques états simples. Remarquons toutefois que dans le spectre de ${}^{16}_{\Lambda}O$ le rapport des intensités des deux pics $0^+$ n'est pas égal à 2, non plus que le rapport des deux pics $1^-$, contrairement à ce que laisserait prévoir le simple rapport des nombres d'occupation de neutrons sur les couches $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$. Ceci montre bien qu'une analyse plus fine des spectres, si elle doit bien entendu tenir compte des distorsions et du moment transféré (variable le long du spectre), devra aussi introduire un mélange des états de même spin-parité via une faible interaction spin-orbite. En effet comme la distance entre les deux $0^+$ ou les deux $1^-$ n'est que de 6 MeV, l'interaction résiduelle, même si elle est faible, peut avoir un effet non négligeable sur les fonctions d'onde.

## III. LES HYPERNOYAUX DE LA COUCHE s-d.

Nous avons étudié trois noyaux dans cette couche : ${}^{27}_{\Lambda}Al$, ${}^{32}_{\Lambda}S$ et ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ [105, 106]. Nous reprenons bien entendu pour les décrire le modèle en couches naïf qui nous a donné satisfaction dans l'interprétation de ${}^{12}_{\Lambda}C$ et ${}^{16}_{\Lambda}O$. Le noyau ${}^{27}Al$ voit sa sous-couche $1d_{5/2}$ pleine en neutrons, dans ${}^{32}S$ c'est la sous-couche $2s_{1/2}$ qui est remplie et enfin dans ${}^{40}Ca$ la sous-couche $1d_{3/2}$ est pleine, ce qui ferme la couche s-d. L'état fondamental de ${}^{27}Al$ a pour spin-parité $5/2^+$ ; les transitions sans recul $0^+$ mènent donc à un état hypernucléaire $5/2^+$ et les transitions quasi-libres mènent à un multiplet, la transition $1^-$ par exemple se séparant en un triplet 3/2, 5/2, 7/2. Cepen-

dant, vu la résolution expérimentale en énergie et le petit nombre de pics apparaissant clairement sur les spectres, nous ignorerons l'effet des couches de protons.

Nous disposons d'un spectre de $^{32}_{\Lambda}S$ pris à 0° à 715 MeV/c, de même pour $^{27}_{\Lambda}Al$ mais avec pour ce dernier une statistique importante qui permet une décomposition en deux tranches angulaires de 0 à 60 et 60 à 120 mr (angle de réaction) ; enfin nous avons deux spectres de $^{40}_{\Lambda}Ca$, l'un pris à 0°, l'autre à 5° (angle du spectromètre), tous deux à une impulsion incidente de 790 MeV/c (Figs 19 à 21). Nous traçons donc ces spectres en fonction de $B_n - B_\Lambda = Q - 176$ MeV, le décalage de l'échelle des $B_\Lambda$ étant dû à la différence des énergies de liaison du dernier neutron dans le noyau cible (rappelons que $B_n = 13,06$ MeV pour $^{27}Al$, 15,09 MeV pour $^{32}S$ et 15,6 MeV pour $^{40}Ca$).

Les trois spectres à 0° sont caractérisés par un pic intense à $B_n - B_\Lambda \simeq 18$ MeV suivi d'une large bosse et associé à une certaine structure à plus petite énergie d'excitation (Fig. 21). La comparaison des spectres à petit et grand transfert de $^{27}_{\Lambda}Al$ et $^{40}_{\Lambda}Ca$ (Figs 19 et 20) démontre, ainsi que l'on s'y attend, que le grand pic est dû à une transition sans recul puisqu'il décroît en valeur relative quand le transfert augmente. Cette transition est bien évidemment celle qui conduit à l'état $(d_{5/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$, $0^+$.

A $B_\Lambda = -2$ MeV on observe un second pic moins intense dans $^{40}_{\Lambda}Ca$ qui n'apparaît pas dans les autres spectres : il correspond probablement à la configuration $(d_{3/2}, d^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ $0^+$. La transition $(2s_{1/2}, 2s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ $0^+$ qui doit exister dans $^{32}_{\Lambda}S$ et $^{40}_{\Lambda}Ca$ est bien moins excitée (deux neutrons seulement y participent) et devrait se trouver sur le flanc du pic $(d_{5/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$ mais n'est pas observée clairement (les pics sont assez larges pour qu'on puisse soupçonner ou supposer une contribution due à cette transition sur le flanc du pic principal ($^{32}_{\Lambda}S$) ou comblant l'intervalle entre deux pics ($^{40}_{\Lambda}Ca$) mais rien ne permet de l'affirmer avec certitude). L'écart de 5 MeV entre les pics $(d_{5/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$ et $(d_{3/2}, d^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ correspond à l'espacement des trous de neutron $d_{5/2}$ et $d_{3/2}$ dans $^{39}Ca$ (la force de l'état $d^{-1}_{5/2}$ dans $^{39}Ca$ est surtout répartie sur deux états à 5,1 et 6,1 MeV, voir par exemple réf. [99 ou 107]). Cela confirme que les états $d_{5/2}$ et $d_{3/2}$ de la particule Λ ont sensiblement la même énergie, donc que l'interaction spin-orbite Λ-noyau est faible.

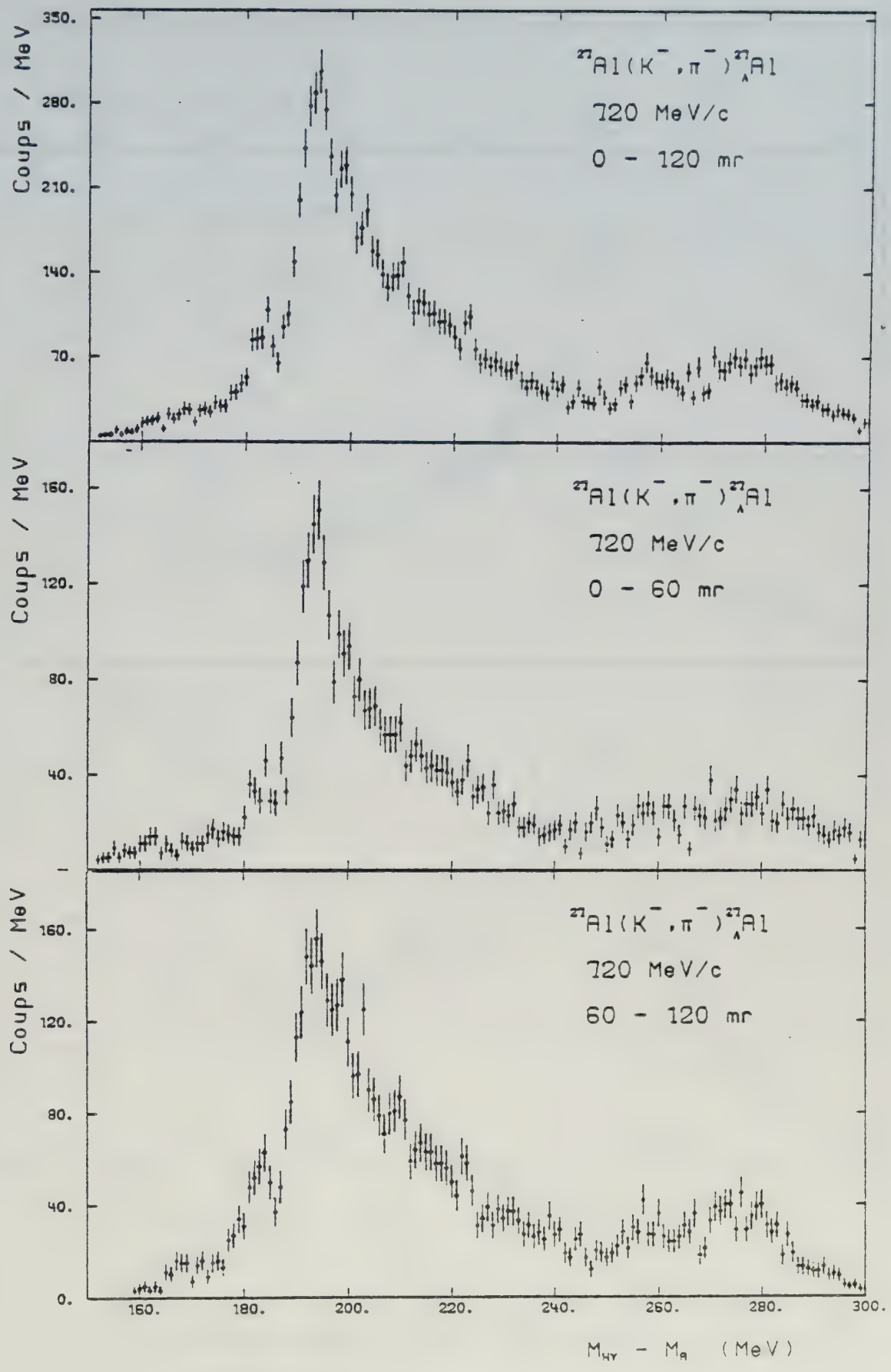


Fig. 19 - Spectres de $^{27}_{\Lambda}$Al. a) spectre total ; b) θ compris entre 0 et 60 mr ; c) θ compris entre 60 et 120 mr.

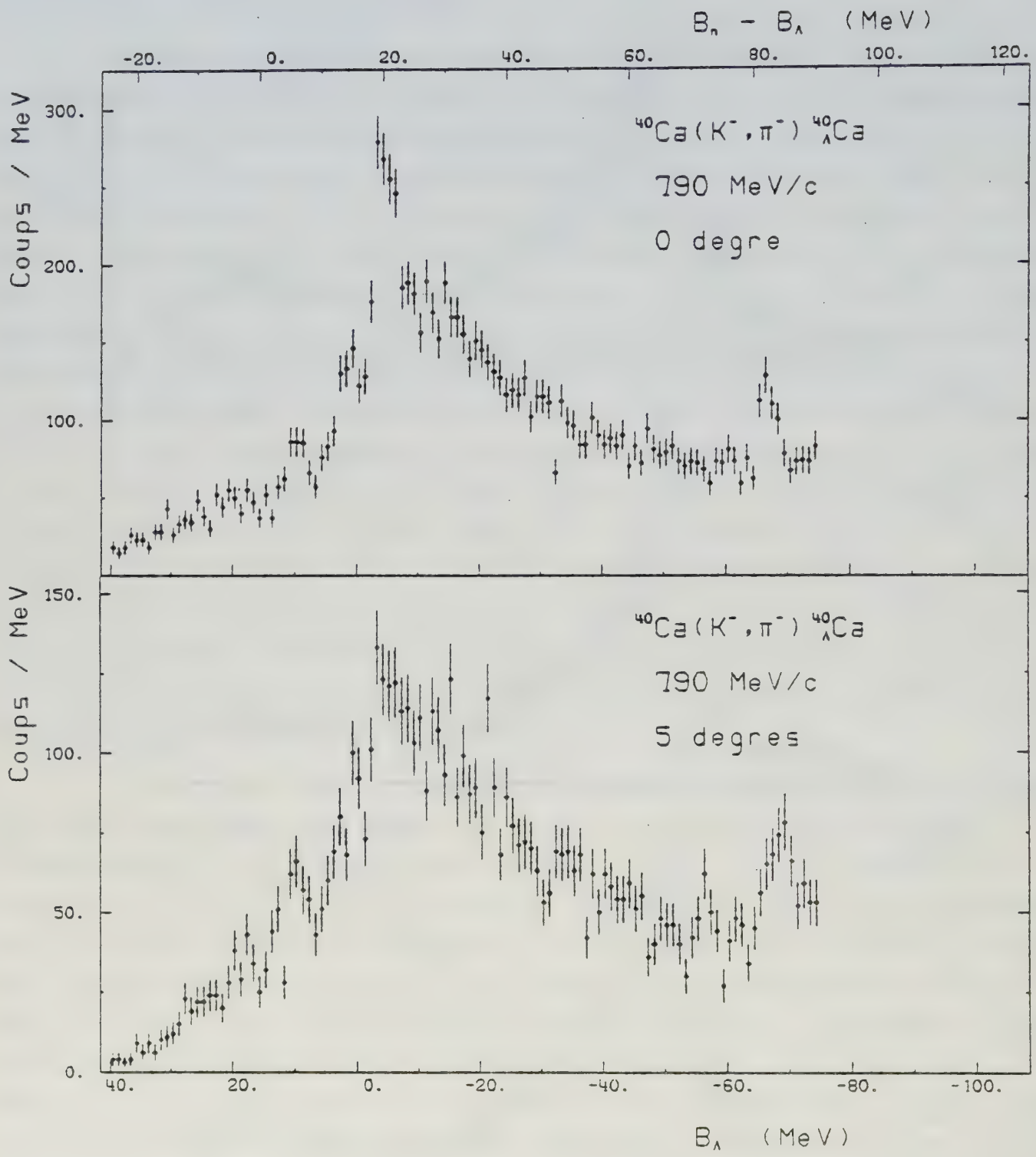


Fig. 20 - Spectres de $^{40}_{\Lambda}Ca$. a) spectromètre à 0° ;
b) Spectromètre à 5°.

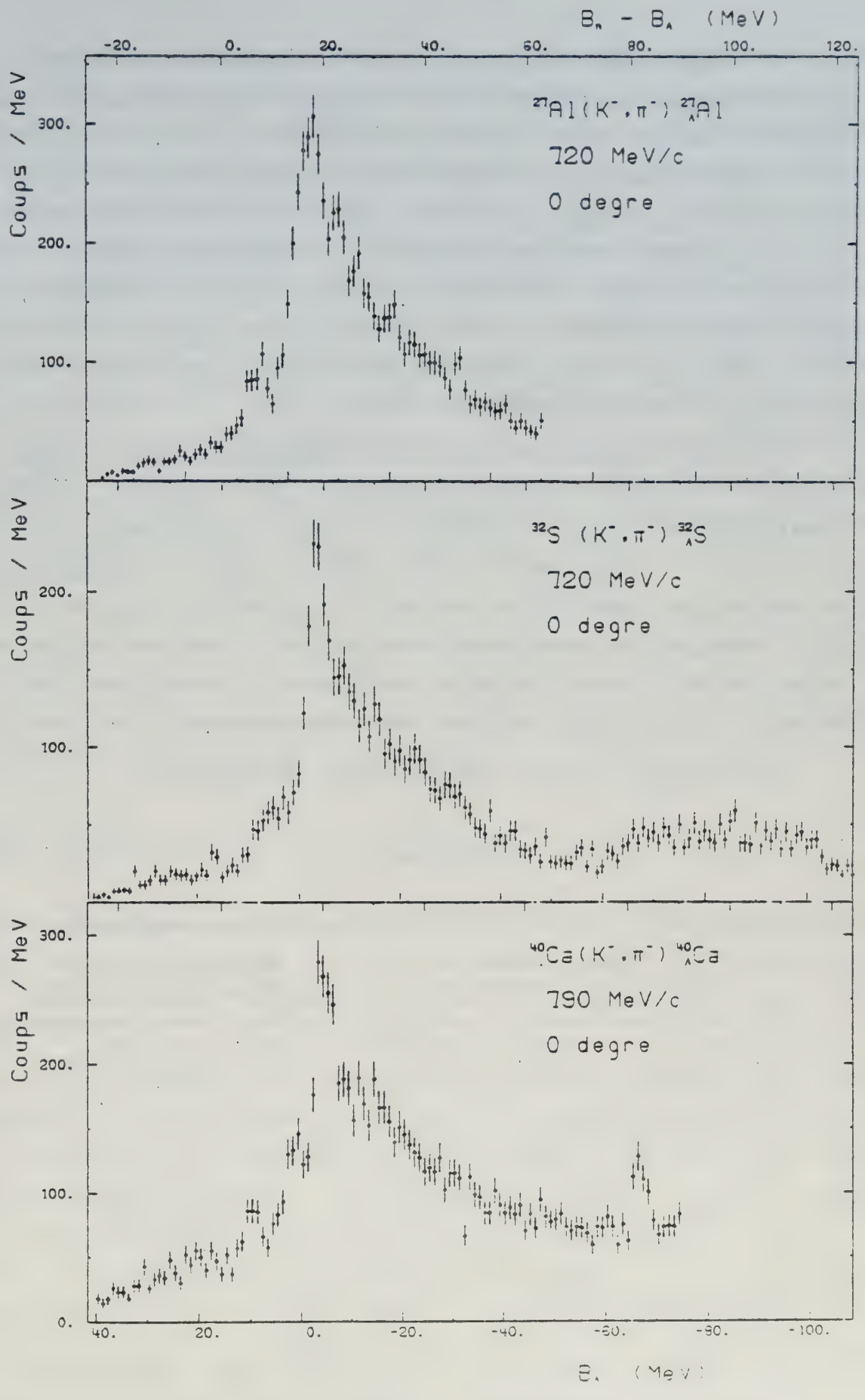


Fig. 21 - Comparaison des hypernoyaux de la couche s-d sur la même échelle d'énergie $B_n - B_\Lambda$. La ligne de base de chaque spectre porte l'échelle $B_\Lambda$.

Un autre état à $B_n - B_\Lambda = 4$ MeV apparaît nettement dans ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ ; le spectre à 5° montre qu'il s'agit d'une transition quasi-libre. De même à $B_n - B_\Lambda = 8$ MeV dans ${}^{32}_{\Lambda}S$ et ${}^{27}_{\Lambda}Al$ on voit clairement un pic quasi-libre. En attribuant au premier (dans ${}^{40}_{\Lambda}Ca$) la configuration $(p_{1/2}, d^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ et aux deux autres la configuration $(p_{3/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$ (tous deux correspondent à une transition $1^-$) on obtient une description cohérente des trois spectres dans un modèle à particules indépendantes : les états $d_{5/2}$ et $d_{3/2}$ de la particule $\Lambda$, de même que $p_{3/2}$ et $p_{1/2}$ sont dégénérés et l'on trouve un espacement de 9 MeV entre les couches p et d.

${}^{32}_{\Lambda}S$ est le seul de ces trois hypernoyaux pour lequel on puisse espérer observer l'état fondamental car celui-ci correspond à une transition $0^+$ $(1s_{1/2}, 2s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ * ; de fait on observe un petit pic à $B_\Lambda = 17$ MeV que l'on identifie comme le fondamental. Sa position par rapport au pic principal $(d_{5/2}, d^{-1}_{5/2})$ à $B_\Lambda = -3$ MeV s'explique bien par un espacement de $2\hbar\omega_\Lambda = 18$ MeV entre les couches 1s et 1d de la particule $\Lambda$ auxquels s'ajoute l'écart de 3 MeV entre les couches $2s_{1/2}$ et $1d_{5/2}$ du trou de neutron dans ${}^{39}Ca$ [107].

Le tableau suivant résume notre discussion :

Tableau 7

| $B_n - B_\Lambda$ | Configuration (type de transition) | Hypernoyau où l'état est observé |
|---|---|---|
| 18 MeV | $(d_{5/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$ $0^+$ | ${}^{27}_{\Lambda}Al$, ${}^{32}_{\Lambda}S$, ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ |
| 13 MeV | $(d_{3/2}, d^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ $0^+$ | ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ |
| 8 MeV | $(p_{3/2}, d^{-1}_{5/2})_{\Lambda n}$ $1^-$ | ${}^{27}_{\Lambda}Al$, ${}^{32}_{\Lambda}S$ |
| 4 MeV | $(p_{1/2}, d^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ $1^-$ | ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ |
| -2 MeV | $(1s_{1/2}, 2s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ $0^+$ | ${}^{32}_{\Lambda}S$ (état fondamental) |

*Voir la discussion au dernier paragraphe de ce chapitre.

Les résultats des expériences d'enlèvement d'un nucléon (e,e'p) [97], (p,d) [102] ou (p,2p) [103] nous permettent quelques spéculations sur les contributions des autres couches de neutron. Ces expériences ont montré en particulier que les couches $2s_{1/2}$ et $1d_{3/2}$ sont occupées dans $^{28}Si$ ; si l'on suppose que les neutrons suivent le même schéma dans $^{27}Al$, cela pourrait expliquer la largeur du pic principal de $^{27}_{\Lambda}Al$. D'autre part les trous $1p^{-1}$ ont une largeur d'une dizaine de MeV à mi-hauteur et sont distants d'une vingtaine de MeV du trou $d_{5/2}^{-1}$. L'effet de la transition $(1p, 1p^{-1})_{\Lambda n}\ 0^+$ doit donc se manifester 11 MeV au-delà du pic principal $(d_{5/2}, d_{5/2}^{-1})_{\Lambda n}$, au milieu de la large bosse qui le suit, ce qui paraît tout-à-fait raisonnable. Dans la même région on doit trouver l'effet de la transition $(f, d^{-1})_{\Lambda n}\ 1^-$ (9 MeV au-delà du pic principal), large aussi car la particule $\Lambda$ n'est pas liée.

Il est cependant dangereux de chercher à identifier toutes les structures qui apparaissent sur les spectres car elles peuvent être dues à des fluctuations statistiques ; d'autre part notre modèle est trop simple pour qu'on puisse chercher à l'étendre loin de la couche terminale du noyau cible.

## IV. LES SPECTRES DE $^{51}_{\Lambda}V$, $^{89}_{\Lambda}Y$ et $^{209}_{\Lambda}Bi$.

Les trois noyaux cibles $^{51}V$, $^{89}Y$ et $^{209}Bi$ [93, 106] voient respectivement la couche $f_{7/2}$ (28 neutrons), $g_{9/2}$ (50 neutrons) et $i_{13/2}$ (126 neutrons) fermée en neutrons. Les spectres (Fig. 22) confirment la tendance observée sur les noyaux de la couche p et de la couche s-d : à mesure que la masse du noyau croît, le pic intense correspondant à la transition $0^+$ sur la couche externe du noyau-cible est de moins en moins net et la bosse quasi-libre devient l'effet dominant. On peut supposer que cet effet est dû au grand nombre de possibilités offertes à la particule $\Lambda$ dans l'état final. Le fait d'avoir diminué le moment incident sur $^{209}Bi$ (640 MeV/c, soit un transfert de 25 MeV/c dans la réaction élémentaire à 0°) n'a pas été suffisant pour favoriser les transitions quasi-élastiques de façon appréciable. Dans le spectre de $^{51}_{\Lambda}V$ on distingue encore la transition sans recul $(f_{7/2}, f_{7/2}^{-1})_{\Lambda n}$ à $B_n - B_{\Lambda} \sim 15$ MeV ainsi que la transition quasi-libre correspondante $(d_{5/2}, f_{7/2}^{-1})_{\Lambda n}$ 9 MeV plus bas en énergie.

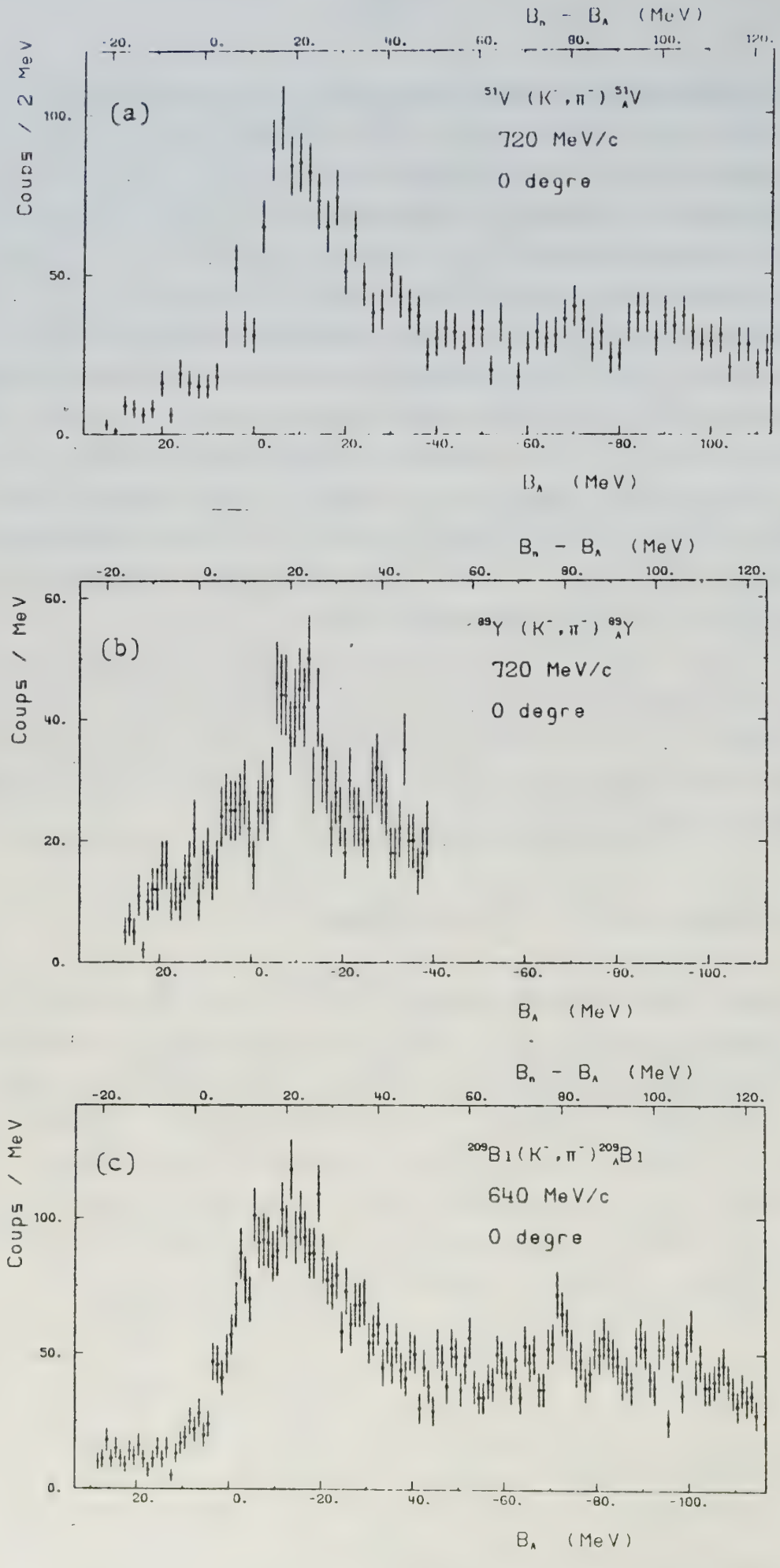


Fig. 22 - Spectres de $^{51}_{\Lambda}V$, $^{89}_{\Lambda}Y$ et $^{209}_{\Lambda}Bi$.

Dans le spectre de $^{89}_{\Lambda}Y$ la statistique est insuffisante mais le même genre de structure semble apparaître. Enfin dans $^{209}_{\Lambda}Bi$ on n'aperçoit que la large bosse quasi-libre mais le flanc de montée assez raide ainsi que les épaulements du côté des basses énergies d'excitation peuvent laisser supposer que les états particule-trou du genre évoqué ci-dessus jouent un rôle important. Peut-être faudra-t-il aller à très petit transfert, avec une excellente résolution, pour observer des états individuels dans les noyaux très lourds.

## V. LES HYPERNOYAUX TRES LEGERS.

Les trois hypernoyaux légers que nous avons étudiés [108] ont une structure nettement différente de tous les précédents : ils montrent chacun deux pics très marqués et dont le rapport d'intensités est variable d'un noyau à l'autre, associés à un pic faiblement excité à $B_\Lambda > 0$. Comme les notions de couche interne ou externe n'ont plus beaucoup de sens nous fonderons notre interprétation sur les spectres obtenus dans les réactions d'enlèvement d'un nucléon.

### a) $^{6}_{\Lambda}Li$ et $^{7}_{\Lambda}Li$ (Fig. 23).

Dans la réaction $^{6}Li(p,d)^{5}Li$, Fagerström et al. [109] observent un pic dû à l'enlèvement d'un neutron de la couche p suivi d'un pic étroit à 16,7 MeV et d'une large bosse centrée à 19 MeV, tous deux dus à l'enlèvement d'un neutron de la couche s. Le spectre obtenu dans la réaction $^{7}Li(p,d)^{6}Li$ montre que la force de la couche p est distribuée sur les cinq premiers niveaux de $^{6}Li$ (de 0 à 5,37 MeV) ; la force de la couche s est par contre concentrée sur un seul large niveau situé vers 20 MeV d'excitation.

Les deux pics intenses des hypernoyaux $^{6}_{\Lambda}Li$ et $^{7}_{\Lambda}Li$ sont bien sûr dus aux configurations sans recul $(s_{1/2}, s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ et $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$. L'intensité du niveau $(s_{/12}, s^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ domine dans $^{6}_{\Lambda}Li$ conformément au rapport des nombres d'occupation qui est de 2 à 1 tandis que dans $^{7}_{\Lambda}Li$ c'est le niveau $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}$ qui domine. Les rapports que nous observons sont en bon accord qualitatif avec les facteurs spectroscopiques trouvés par Fagerström et al. [109] puisqu'ils obtiennent un rapport p/s de l'ordre de 0,4 pour $^{6}Li(p,d)$ et 1,2 pour $^{7}Li(p,d)$.

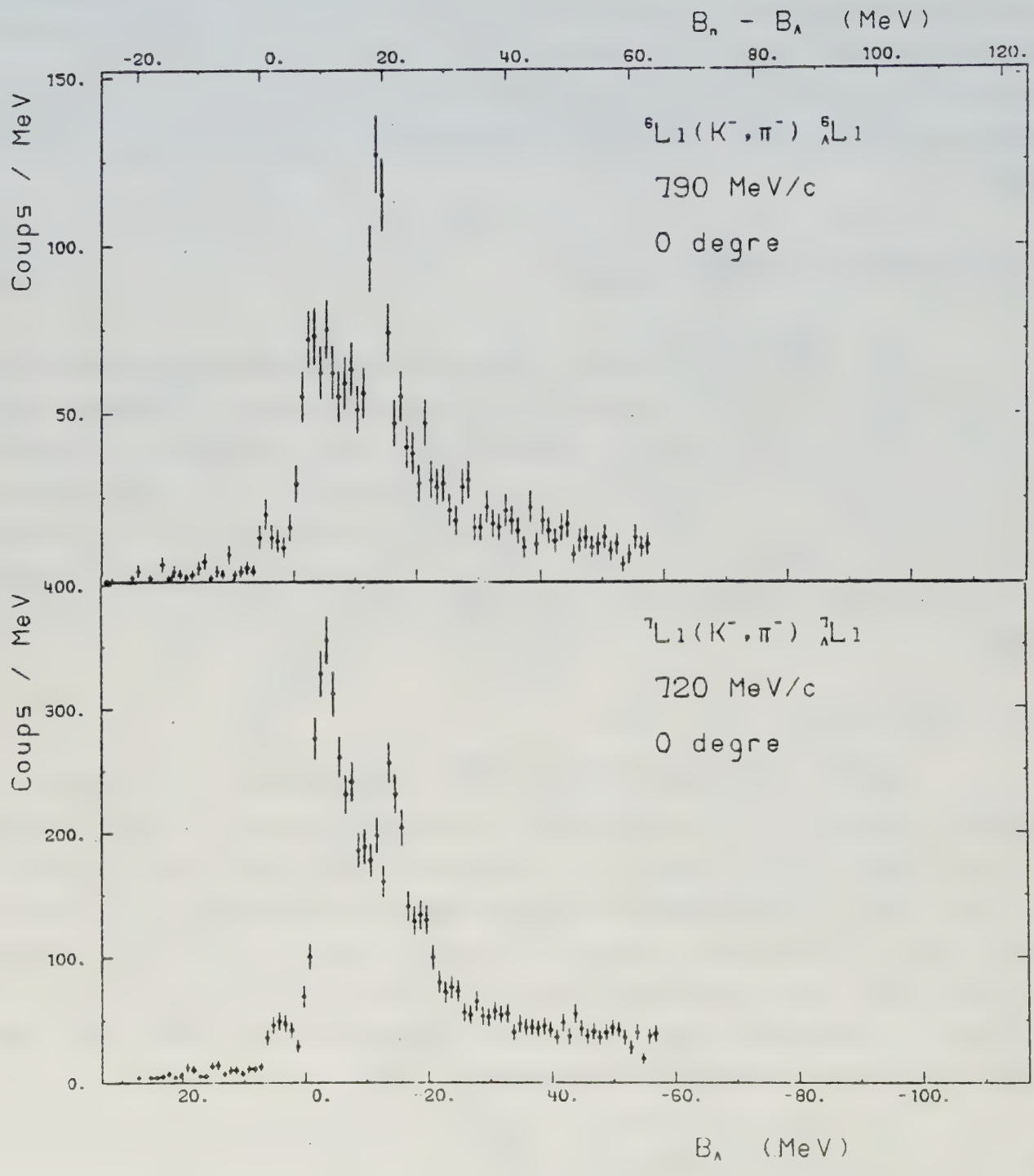


Fig. 23 - Comparaison des spectres de $^6_\Lambda$Li et $^7_\Lambda$Li sur l'échelle $B_n - B_\Lambda$. La ligne de base comporte l'échelle $B_\Lambda$.

L'écart entre les pics $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ dans ${}^{6}_{\Lambda}Li$ est de 9 MeV ; ceci, comparé aux 18 MeV qui séparent les trous $p_{3/2}$ et $s_{1/2}$ dans ${}^{5}Li$, permet d'estimer à 9 MeV l'écart entre les états $p_{3/2}$ et $s_{1/2}$ de la particule $\Lambda$. On voit alors tout de suite que le petit pic situé à 9 MeV du niveau $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ vers les basses excitations est dû à la configuration $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$. C'est l'état fondamental de l'hypernoyau ${}^{6}_{\Lambda}Li$, instable par particule car sa masse est supérieure à celle du système ${}^{5}_{\Lambda}He$ + p (voir paragraphe suivant) ; c'est pourquoi il n'avait pas été observé en émulsions. Nous pouvons aussi estimer qu'une éventuelle transition $(p_{3/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $1^-$ verrait sa contribution apparaître 9 MeV au-delà du niveau $(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$, sur l'épaulement qui suit le pic.

La même discussion peut être appliquée au spectre de ${}^{7}_{\Lambda}Li$ à condition d'ignorer que la transition $p^{-1}$ du neutron est distribuée sur plusieurs pics dans l'expérience ${}^{7}Li(p,d)$ (en tous cas nous ne pourrions pas les résoudre expérimentalement). L'état fondamental de ${}^{7}_{\Lambda}Li$ était déjà connu et son énergie de liaison vaut $B_\Lambda = 5,58 \pm 0,03$ MeV [24]. Il apparaît donc que le pic large que nous observons centré à $B_\Lambda = 4$ MeV contient les états $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ bâtis sur les premiers niveaux de ${}^{6}Li$, essentiellement le fondamental et le 2,185 MeV ; ce pic contient donc l'état fondamental de ${}^{7}_{\Lambda}Li$. De même que pour ${}^{6}_{\Lambda}Li$, l'écart entre les deux niveaux analogues au fondamental de ${}^{7}Li$ (transitions sans recul $0^+$) est de 10 MeV, l'écart moyen entre les trous $p_{3/2}^{-1}$ et $s_{1/2}^{-1}$ dans ${}^{6}Li$ est de 18 MeV, donc la distance estimée entre couches de la particule $\Lambda$ est de 8 MeV.

Dans les spectres de ces deux hypernoyaux, le rapport d'intensités entre les pics sans recul $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et quasi-libre $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ est très grand ; cela explique sans doute pourquoi on n'observe pas le niveau dû à la transition quasi libre $(p_{3/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ car celle-ci devrait se manifester dans une zone où le bruit de fond (fond quasi-libre) est important, contrairement à la transition $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ qui se trouve dans une région où le fond est quasiment nul.

b) $^{9}_{\Lambda}$Be (Fig. 24).

L'étude de la réaction $^{9}$Be(p,d)$^{8}$Be [102] montre que de nombreux niveaux sont excités par enlèvement d'un neutron. Toutefois on peut simplifier les résultats de la manière suivante :

i) l'enlèvement du neutron célibataire, faiblement lié, mène aux états $0^{+}$ (fondamental) et $2^{+}$ (2,9 MeV) de $^{8}$Be ;

ii) un pic vers 17 MeV d'excitation (qui comprend quatre états de $^{8}$Be, T = 0 et 1) est dû à l'enlèvement d'un neutron de moment angulaire $\ell = 1$ ;

iii) deux pics vers 19 MeV et 21,6 MeV comprennent chacun plusieurs états de $^{8}$Be et ont une contribution de trous de neutrons 1p et 1s.

Du fait du grand transfert d'impulsion la réaction (p,d) défavorise l'observation des neutrons 1s par rapport aux neutrons 1p. Mais on peut considérer l'information qu'apporte les réactions (p,2p) [100] ou (e,e'p) [98]. Celles-ci montrent à 16,4 MeV un pic dû au trou (de proton) dans la couche p avec une contribution importante de l'état s, suivi d'une bosse vers 25 MeV due au trou 1s (cette bosse est élargie par une autre contribution 1s plus faible vers 32 MeV).

Adoptons un intervalle de 10 MeV entre les couches 1s et 1p de la particule $\Lambda$ dans $^{9}_{\Lambda}$Be (intermédiaire entre les valeurs obtenues dans le lithium et le carbone) et comparons le spectre que ces données nous font prévoir (Tableau 8) avec le spectre expérimental. Nous partons, pour construire le tableau 8, de la valeur déjà connue de l'énergie de liaison de l'hypéron $\Lambda$ dans l'état fondamental de $^{9}_{\Lambda}$Be soit 6,7 MeV [24].

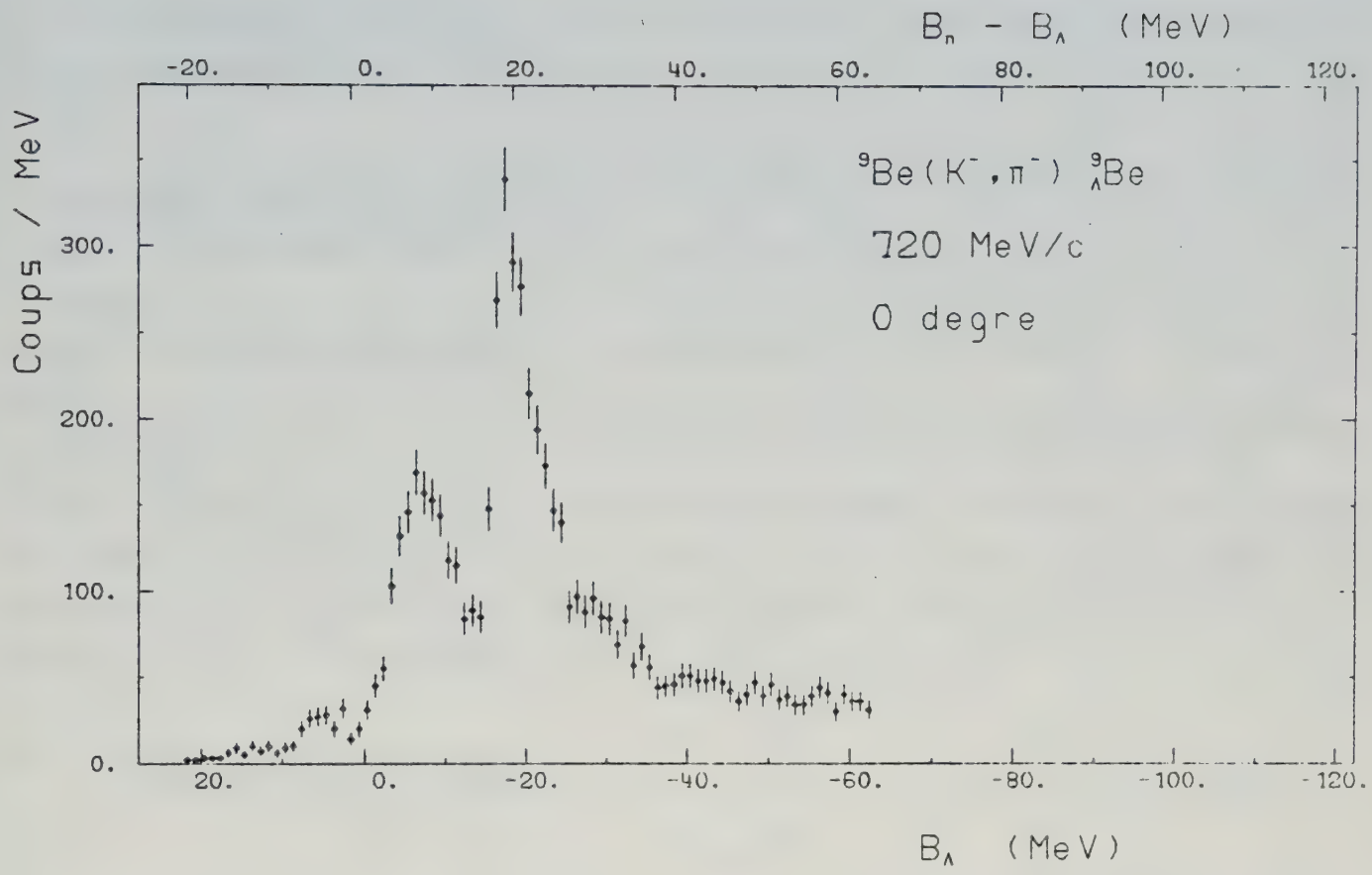


Fig. 24 - Spectre de $^9_\Lambda$Be.

Tableau 8

| Observable ? | $B_\Lambda$ (MeV) | $\Lambda$ | n ($E_x$ en MeV) | Observation |
|---|---|---|---|---|
| oui | 6,7 | s | $p_{3/2}^{-1}$ (0) | Niveaux "quasi-libres" faiblement excités mais dans une région où le bruit de fond est nul. |
| oui | 3,8 | | $p_{3/2}^{-1}$ (2,9) | |
| | -10 | | $p_{3/2}^{-1}$ (17) | Inobservable car dans une région où le bruit de fond est élevé. |
| | -13 | | $p_{3/2}^{-1}$ (20) | |
| oui | -18 | | $s_{1/2}^{-1}$ (25) | Elargi par une autree contribution $s_{1/2}^{-1}$. |
| oui | -3,3 | p | $p_{3/2}^{-1}$ (0) | C'est le niveau "sans recul" bâti sur le neutron célibataire. Le niveau $p_{3/2}^{-1}$ (2,9 MeV) a un facteur spectroscopique double du fondamental. |
| oui | -6,2 | | $p_{3/2}^{-1}$ (2,9) | |
| oui | -20 | | $p_{3/2}^{-1}$ (17) | Transition "sans recul" bâtie sur un neutron $p_{3/2}$ apparié. |
| oui | -23 | | $p_{3/2}^{-1}$ (20) | |
| | -28 | | $s_{1/2}^{-1}$ (25) | Transition quasi-libre, donc faible |

Ces chiffres reportés sur le spectre expérimental, permettent de proposer une identification des niveaux :

- le pic centré vers $B_\Lambda$ = 5,5 MeV est le doublet $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ bâti sur le fondamental et le $2^+$ (2,9 MeV) de $^8$Be, il contient donc l'état fondamental de $^9_\Lambda$Be ;

- le pic large centré à $B_\Lambda$ = -6 MeV a la configuration "sans recul" $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_n$, bâti sur le même doublet de $^8$Be (neutron célibataire de $^9$Be) ;

- le pic à $B_\Lambda$ = -17 MeV est dû à la contribution de deux configurations "sans recul" $(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ (neutron apparié de la couche $p_{3/2}$).;

Dans un modèle en amas (α, α, n) de $^9$Be le pic à $B_\Lambda$ = -6 MeV serait dû au neutron non apparié, le pic à $B_\Lambda$ = -17 MeV étant dû à la cassure d'une particule α.

- l'épaulement vers $B_\Lambda$ = -28 MeV peut être provoqué par la transition quasi-libre $(p_{3/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$.

Il faut garder en mémoire, lorsqu'on considère l'interprétation des spectres de ces hypernoyaux légers, que nous avons toujours supposé deux potentiels tout-à-fait indépendants, celui de l'hypéron Λ et celui du coeur nucléaire, coexistant dans l'hypernoyau. En réalité l'effet de la particule Λ sur le coeur doit être important sur de si légers noyaux ; cet effet doit dépendre du recouvrement de la fonction d'onde de la particule Λ avec le coeur, c'est-à-dire de la couche où se trouve l'hypéron Λ (ainsi sans doute que de l'état du coeur). C'est pourquoi le fait que les énergies obtenues ne coïncident qu'approximativement avec celles qui sont observées sur les spectres ne doit pas nous étonner.

## VI. REMARQUES SUR LES ENERGIES DE LIAISON DES ETATS FONDAMENTAUX.

Nous avons dans notre expérience observé plusieurs hypernoyaux dans leur état fondamental. Parmi eux trois n'étaient pas connus par les expériences d'émulsions :

$$^{6}_{\Lambda}\mathrm{Li},\ ^{16}_{\Lambda}\mathrm{O}\ \text{ et }\ ^{32}_{\Lambda}\mathrm{S}\ .$$

Cependant notre résolution en énergie est bien entendu moins bonne que celle que peuvent fournir les émulsions nucléaires. De plus si le coeur non étrange possède plusieurs niveaux proches du fondamental, la particule Λ dans l'état s peut être couplée à tous ces niveaux. Ainsi, si la réaction $^6$Li(p,d)$^5$Li montre un seul état, large, le fondamental de $^5$Li ($J^\pi = 3/2^-$ ; largeur naturelle ~ 1,5 MeV) la réaction $^7$Li(p,d)$^6$Li excite les cinq premiers niveaux de $^6$Li en plus du fondamental (fondamental $1^+$, 2,18 MeV $3^+$, etc ...). De plus le

couplage de l'hypéron Λ aux niveaux de spins non nul dédouble chacun de ces niveaux ce qui autorise d'éventuels mélanges.

a) L'état fondamental de ${}^{7}_{\Lambda}Li$ est dû au couplage du Λ $1s_{1/2}$ au fondamental $1^+$ de ${}^{6}Li$, ce qui permet un doublet $1/2^+$, $3/2^+$. L'état fondamental de ${}^{7}Li$ étant $3/2^-$ une transition $1^-$ permet d'obtenir les deux membres du doublet. Gal, Soper et Dalitz [39, 23] ont considéré qu'il est plus probable que le fondamental soit le niveau $1/2^+$ En tout état de cause les deux niveaux sont très proches (0,25 MeV d'après la réf. [23]), indiscernables dans notre expérience. Les expériences en émulsion donnent pour l'état fondamental de ${}^{7}_{\Lambda}Li$ $B_\Lambda = 5,58 \pm 0,03$ MeV [24], alors que nous obtenons en $(K^-, \pi^-)$ un pic qui s'étend de 1 à 6 MeV, son centre de gravité se trouvant à $B_\Lambda = 4$ MeV. On peut donc admettre qu'il contient l'état fondamental de ${}^{7}_{\Lambda}Li$.

b) Dans le cas de ${}^{6}_{\Lambda}Li$, le couplage du Λ $1s_{1/2}$ avec le fondamental de ${}^{5}Li$ forme un doublet $1^-$, $2^-$, l'état le plus bas en énergie étant probablement le $1^-$ (couplage antiparallèle). La transition quasi-libre $1^-$ à partir du fondamental de ${}^{6}Li$ permet d'atteindre les deux membres de ce doublet. Le bord du pic contenant le doublet nous donne une limite pour l'énergie de liaison du fondamental de ${}^{6}_{\Lambda}Li$, soit $B_\Lambda = 4$ MeV. Ce chiffre est à comparer à $B_\Lambda({}^{6}_{\Lambda}He) = 4,25 \pm 0,10$ MeV [24]. Ainsi que nous l'avons dit, l'hypernoyau ${}^{6}_{\Lambda}Li$ est instable par émission de particule. En effet en combinant les trois formules suivantes :

$$M({}^{6}_{\Lambda}Li) = M({}^{5}Li) + M_\Lambda - B_\Lambda({}^{6}_{\Lambda}Li)$$

$$M({}^{5}_{\Lambda}He) = M({}^{4}He) + M_\Lambda - B_\Lambda({}^{5}_{\Lambda}He)$$

$$M({}^{5}Li) = M({}^{4}He) + M_p - B_p({}^{5}Li)$$

on obtient :

$$M({}^{6}_{\Lambda}Li) = M({}^{5}_{\Lambda}He) + M_p + [B_\Lambda({}^{5}_{\Lambda}He) - B_p({}^{5}Li) - B_\Lambda({}^{6}_{\Lambda}Li)]$$

or :

$$B_\Lambda({}^{5}_{\Lambda}He) = 3,12 \text{ MeV} \quad [24]$$

et :

$$B_p(^5Li) = -1,97 \text{ MeV}$$

la quantité entre crochets vaut donc :

$$5,09 \text{ MeV} - B_\Lambda(^6_\Lambda Li)$$

Si l'on prend $B_\Lambda(^6_\Lambda Li) = 4$ MeV, l'hypernoyau $^6_\Lambda Li$ se trouve 1,1 MeV au-dessus du système $^5_\Lambda He$ + p. Même en adoptant pour $B_\Lambda(^6_\Lambda Li)$ la valeur extrême de 4,5 MeV il reste encore 600 keV.

c) Pour $^9_\Lambda Be$ le pic que nous observons en réaction $(K^-, \pi^-)$ s'étend de $B_\Lambda = 3$ MeV à $B_\Lambda = 7,5$ MeV ; il contient l'état fondamental de $^9_\Lambda Be$ à $B_\Lambda = 6,7$ MeV [24] ainsi que l'état correspondant au couplage de la particule $\Lambda$ 1s avec le $2^+$ à 2,94 MeV (qui doit se trouver à $B_\Lambda = 3,7$ MeV si l'on néglige toute polarisation du coeur $^8Be$). D'après Dalitz et Gal [23] l'état $2^+$ à 2,94 MeV de $^8Be$ se dédoublerait dans $^9_\Lambda Be$ en un $3/2^+$ à 2,09 MeV et un $5/2^+$ à 3,66 MeV.

d) L'état fondamental de l'hypernoyau $^{16}_\Lambda O$, observé à $B_\Lambda$ = 13 MeV, ne risque pas d'être contaminé par un état excité du coeur non étrange proche de son fondamental. Le couplage du $\Lambda$ dans l'état $1s_{1/2}$ avec le coeur $^{15}O$ $1p^{-1}_{1/2}$ forme deux états $0^-$ et $1^-$. La transition $1^-$ à partir de $^{16}O$ permet d'obtenir un seul membre de ce doublet, l'état $1^-$. D'après Dalitz et Gal [23] le fondamental de $^{16}_\Lambda O$ est l'état $0^-$ car, pour leur meilleur potentiel, la force spin-orbite l'emporte sur la force spin-spin (qui, si elle agissait seule, tendrait à favoriser l'état $1^-$ où les spins sont antiparallèles) alors que dans la couche $p_{3/2}$ les deux forces agissent dans le même sens. L'écart calculé entre les deux états est de 700 keV mais, ainsi que le reconnaissent les auteurs, il ne faut pas prendre ces résultats à la lettre. Par contre Bouyssy, après une étude minitieuse de la dépendance en spin de l'interaction $\Lambda$-N, conclut que le fondamental de $^{16}_\Lambda O$ est bien l'état $1^-$ [93, 110] (voir chapitre suivant).

e) Enfin l'hypernoyau $^{32}_\Lambda S$ est un cas particulier car la formation de son état fondamental dans la réaction $(K^-, \pi^-)$ en vol nécessite la transition $0^+$ 2s → 1s. Il avait déjà été noté par Dalitz [111] et Lipkin [112] que du fait de la différence entre les potentiels du neutron et du $\Lambda$, le recouvrement des fonctions d'onde ns du neutron

et 1s de la particule Λ peut être non négligeable même à tout petit transfert ce qui pourrait favoriser la formation de l'état fondamental de l'hypernoyau lorsque le dernier neutron est sur une couche ns. De fait nous observons bien un petit pic à $B_\Lambda$ = 17,5 MeV, dans la zone où l'on attend le fondamental de ${}^{32}_{\Lambda}S$, mais cet état demande à être confirmé.

Pour pouvoir espérer observer les états fondamentaux d'autres noyaux lourds il faudrait améliorer la résolution et arriver à obtenir un bruit de fond quasiment nul dans la région où on les attend, tout en favorisant les transitions quasi-libres.

## VII. RESULTATS DE L'EXPERIENCE DE BROOKHAVEN.

Deux ans après la publication de nos expériences ont paru les résultats obtenus par la collaboration Houston-Pittsburgh (CMU)-B.N.L. à Brookhaven. Leur dispositif est assez semblable à celui des premières expériences du groupe de Heidelberg mais ne permet l'étude que de cibles actives ; une différence importante est que le spectromètre est monté sur une plateforme qui permet de mesurer des distributions angulaires. Un seul noyau a été publié : ${}^{12}_{\Lambda}C$ (Fig. 25 [113]).

Les données ont été analysées par Dover et al. [114]. Comme elles sont insuffisantes pour étudier l'interaction Λ-noyau, les auteurs ont cherché à reproduire les distributions angulaires en utilisant un modèle phénoménologique calqué sur celui de Bouyssy.

Les principaux résultats de leur analyse sont les suivants :

a) Les états de parité non naturelle ont une contribution négligeable à la section efficace dans tout le domaine angulaire. Les états à considérer sont donc :

$$(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n} \quad 0^+, 2^+$$

$$(p_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n} \quad 2^+$$

$$(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})_{\Lambda n} \quad 0^+$$

$$(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n} \quad 1^-$$

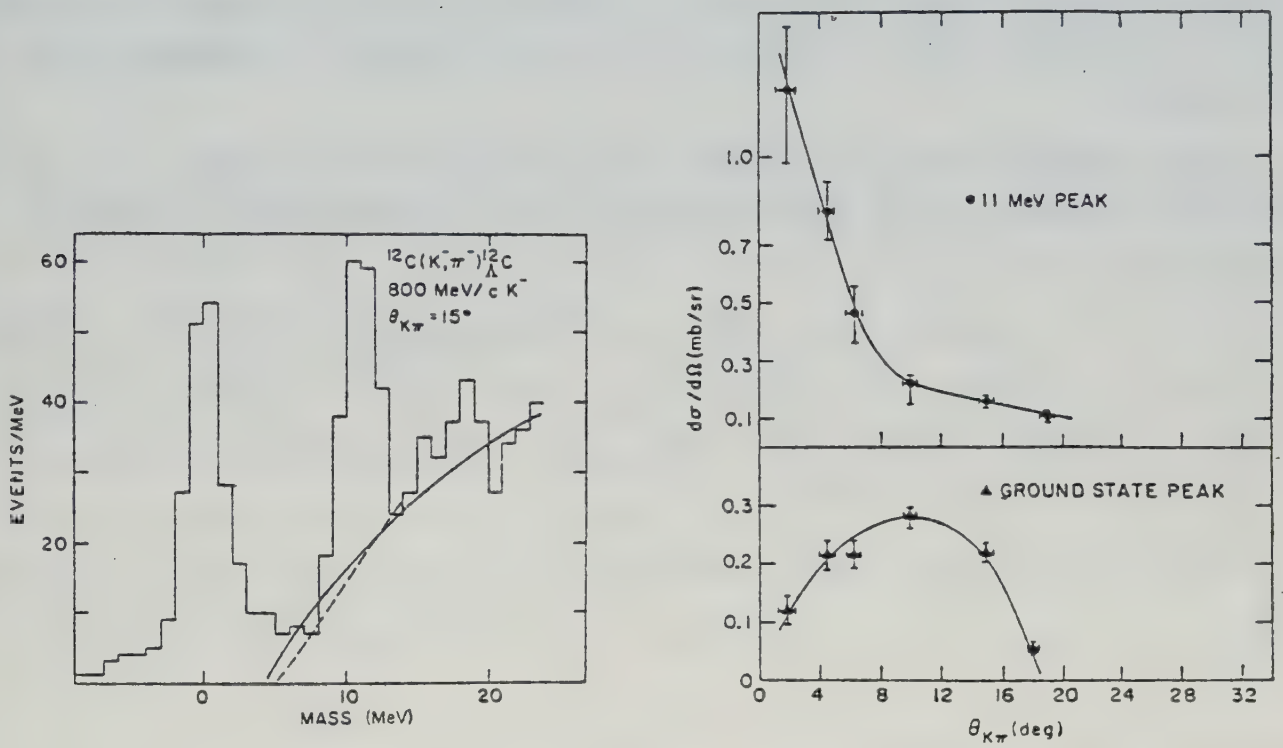


Fig. 25 - Résultats de l'expérience de Brookhaven. a) Spectre de $^{12}_{\Lambda}C$ à $\theta$ = 15°. Les courbes sont des estimations du fond quasi-libre. b) Distributions angulaires de l'état fondamental et du niveau à 11 MeV d'excitation. Les courbes servent à guider l'oeil [44].

b) La distribution angulaire de l'état fondamental s'explique très bien par la configuration $(s_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}\ 1^-$ à un facteur de normalisation près.

c) La distribution angulaire de l'état à 11 MeV d'énergie d'excitation peut se reproduire (toujours à un facteur de normalisation près) en ajoutant les contributions des états $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}\ 0^+$ vers l'avant et $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}\ 2^+$ et $(p_{1/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}\ 2^+$ vers l'arrière. Expérimentalement, aucun décalage en énergie n'est perceptible entre l'état $0^+$ dominant vers l'avant et le ou les états $2^+$ dominant aux grands angles.

d) Une contribution de l'état $(s_{1/2}, s_{1/2}^{-1})\ 0^+$ à l'état à 11 MeV d'excitation n'est pas exclue mais elle est certainement faible si elle existe.

e) Il n'y a aucune trace entre le fondamental et l'état à 11 MeV, d'états correspondant à une particule dans l'état s couplée à une excitation de basse énergie du coeur $^{11}_{\Lambda}C$, contrairement à ce qui était prévu par Dalitz et Gal.

Ces résultats confirment donc en tous points notre analyse du spectre de $^{12}_{\Lambda}C$.

# Chapitre VI

## INTERPRETATIONS THEORIQUES.

Nous allons présenter dans ce chapitre quelques calculs de spectres d'hypernoyaux en termes d'états à une particule ($\Lambda$) et un trou (de neutron). Cette hypothèse semble restrictive puisqu'elle ignore les basses excitations du coeur, qui ont fait l'intérêt des calculs à la Gal-Soper-Dalitz ; par contre elle permet de faire des prévisions dans la région de plus haute énergie du spectre. Par ailleurs nous avons montré précédemment que ce type d'état est très sélectivement excité par la réaction ($K^-$, $\pi^-$) à petit transfert.

### I. CALCULS D'HYPERNOYAUX AVEC UN POTENTIEL DE SAXON-WOODS.

Le travail le plus complet à cet égard est dû à Bouyssy puisqu'il a appliqué ses calculs à tous les noyaux que nous avons étudiés ; le bon accord obtenu avec l'expérience, de ${}^{6}_{\Lambda}Li$ à ${}^{209}_{\Lambda}Bi$, est la meilleure preuve de la validité de ses hypothèses.

La méthode de calcul a été proposée initialement par Hüfner, Lee et Weidenmüller [66] pour calculer les sections efficaces et les taux de formation d'hypernoyaux par réaction de transfert d'étrangeté ($K^-$, $\pi^-$) en vol et à l'arrêt respectivement. Dans l'approximation d'impulsion en ondes distordues (DWIA) on suppose que la réaction :

$$^{A}Z(K^-, \pi^-)^{A}_{\Lambda}Z^*$$

se déroule de la façon suivante : l'onde incidente est distordue dans le champ du noyau, la réaction élémentaire $K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda$ se produit ensuite comme à l'état libre produisant un état défini de l'hyper-

noyau (par un processus à une étape donc), puis l'onde sortante du pion est à son tour distordue par le champ de l'hypernoyau. On peut donc factoriser la section efficace de production en une section efficace élémentaire libre et un terme, que l'on appelle le nombre effectif de neutrons, qui contient l'information nucléaire et la distorsion des ondes entrante et sortante. En particulier à 0° :

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{K^- Z \to \pi^-\ {}^{(0°)}_{\Lambda}Z^*} = N^{\lambda}_{eff} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega}\right]_{K^- n \to \pi^- \Lambda}$$

avec :

$$N^{\lambda}_{eff} = \left| \int \chi^{(-)*}_{\pi}(\underline{r}) \langle \lambda | \sum_j U_-(j) \delta(\underline{r} - \underline{r}_j) | 0 \rangle \chi^{(+)}_K(\underline{r}) d^3\underline{r} \right|^2$$

où $\chi^{(\pm)}$ sont les ondes distordues, $U_-$ l'opérateur transformant un neutron en une particule $\Lambda$ (voir l'appendice 1), $|0\rangle$ l'état initial et $|\lambda\rangle$ un état hypernucléaire bien défini.

Cette méthode a été reprise et raffinée par Bouyssy et Hüfner [79] puis Bouyssy [80]. Si le noyau cible est à double couche fermée et si l'on décrit l'état final $|\lambda\rangle$ comme une excitation à une particule et un trou $|(j_\Lambda j_n^{-1})_J\rangle$ on obtient [66] :

$$N^{(j_\Lambda j_n^{-1})_J}_{eff} = (2J+1)(2j_\Lambda+1)(2j_n+1) \begin{pmatrix} j_\Lambda & j_n & J \\ \frac{1}{2} & -\frac{1}{2} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\left| \langle n_\Lambda \ell_\Lambda j_\Lambda | \tilde{j}_J(r) | n_n \ell_n j_n \rangle \right|^2$$

où le dernier terme ne contient que des fonctions d'onde radiales ; le terme $\tilde{j}_J(r)$ reflète les distorsions des ondes mésoniques. En l'absence de distorsion $\tilde{j}_J(r)$ se réduit à la fonction de Bessel sphérique $j_J(qr)$ où q est le transfert d'impulsion. Si de plus le transfert est nul, on retrouve alors le nombre de neutrons dans la couche considérée.

La restriction à des événements colinéaires interdit de former des états finals de parité non naturelle. Par ailleurs tant que le transfert d'impulsion est petit, l'orthogonalité des fonctions d'onde défavorise les états dont les nombres quantiques ne sont pas ceux du noyau initial : les états $0^+$ seront donc essentiellement peuplés ; cependant, à mesure que le transfert augmente des états $1^-$, $2^+$, etc ... pourront aussi se former. On peut enfin noter que $N_{eff}$ est proportionnel au nombre de neutrons contenus dans la couche initiale. Dans le travail de Bouyssy les distorsions des ondes mésoniques sont calculées en approximation eikonale [116] :

$$\chi_\pi^{(-)*}(\underline{r})\ \chi_K^{(+)}(\underline{r}) = \exp\,(i\underline{q}.\underline{r})\ \exp\left[-\tfrac{1}{2}\sigma_{KN}(1-i\alpha_K)\int_{-\infty}^{z}\rho(\underline{b},Z)dZ\right.$$

$$\left.-\tfrac{1}{2}\sigma_{\pi N}(1-i\alpha_\pi)\int_{z}^{+\infty}\rho(\underline{b},Z')dZ'\right]$$

où $\underline{b}$ est le paramètre d'impact, z la coordonnée longitudinale, $\rho$ la densité de matière nucléaire, $\sigma$ la section efficace moyenne méson-nucléon et $\alpha$ le rapport des parties réelle et imaginaire de l'amplitude de diffusion élémentaire à 0°. Cette approximation est bien justifiée aux petits angles et à grande impulsion, ce qui est le cas ici. Le noyau initial étant supposé doublement magique, et l'état final ayant une structure à une particule-un trou, Bouyssy emploie pour calculer les fonctions d'onde de ces états un modèle en couches simple avec un potentiel de type Saxon-Woods indépendant de l'énergie :

$$U_{\Lambda A}(r) = -D_\Lambda f(r) + U_{\Lambda A}^{s.o}\ \underline{\ell}.\underline{s}\left(\frac{\hbar}{m_\pi c}\right)^2\frac{1}{r}\frac{df}{dr}$$

dont la forme est imposée par la distribution de matière du noyau coeur :

$$f(r) = [1+\exp(r-R)/a]^{-1}$$

avec :

$$R = r_o(A-1)^{1/3}\quad ;\quad r_o = 1{,}1\ \text{fm}\quad \text{et}\quad a = 0{,}6\ \text{fm}.$$

La structure des états excités s'obtient ensuite par diagonalisation d'une interaction résiduelle de la forme :

$$V_{\Lambda N}(\underline{r}_\Lambda - \underline{r}_N) = - V_o \delta(\underline{r}_\Lambda - \underline{r}_N)(1 + \alpha \underline{\sigma}_\Lambda \cdot \underline{\sigma}_N)$$

où, par souci de cohérence du modèle :

$$V_o = A^{-1} D_\Lambda \int d^3 r f(r)$$

La fonction d'onde et l'énergie de la particule Λ sont calculées avec cette interaction tandis que l'énergie du trou de neutron est tirée de l'expérience. Comparant les résultats du calcul avec les spectres expérimentaux des hypernoyaux ${}^{12}_{\Lambda}C$, ${}^{16}_{\Lambda}O$, ${}^{32}_{\Lambda}S$ et ${}^{40}_{\Lambda}Ca$, Bouyssy obtient les valeurs suivantes [117] (Figs 26 et 27) :

$$D_\Lambda = V^c_\Lambda = 32 \pm 2 \text{ MeV}, \quad U^{SO}_{\Lambda A} = V^{LS}_\Lambda = 4 \pm 2 \text{ MeV}$$

et

$$\alpha_\Lambda = -0,05 \pm 0,10$$

Ces chiffres sont à comparer aux valeurs correspondantes de l'interaction neutron-noyau [83] :

$$V^c_n = 53 \text{ MeV}, \quad V^{LS}_n = 18 \text{ MeV}$$

$$\alpha_n = 0,15$$

La profondeur du potentiel central (et dans une moindre mesure la valeur de α) est essentiellement fixée par l'énergie de l'état analogue d'étrangeté $0^+$ tandis que le terme spin-orbite et le paramètre α sont déterminés par l'écart et le rapport d'intensités des pics $0^+$ à l'intérieur d'une même couche. C'est ainsi que la très faible valeur du potentiel spin-orbite Λ-noyau est liée à l'écart de 6 MeV entre les pics $(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}\ 0^+$ et $(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}\ 0^+$ de ${}^{16}_{\Lambda}O$ puisque cet écart peut s'expliquer uniquement par la force spin-orbite neutron-noyau, ainsi que nous l'avons noté au chapitre précédent. La profondeur du puits de potentiel central est en accord avec les estimations phénoménologiques (30 ± 2 MeV (voir chapitre II)

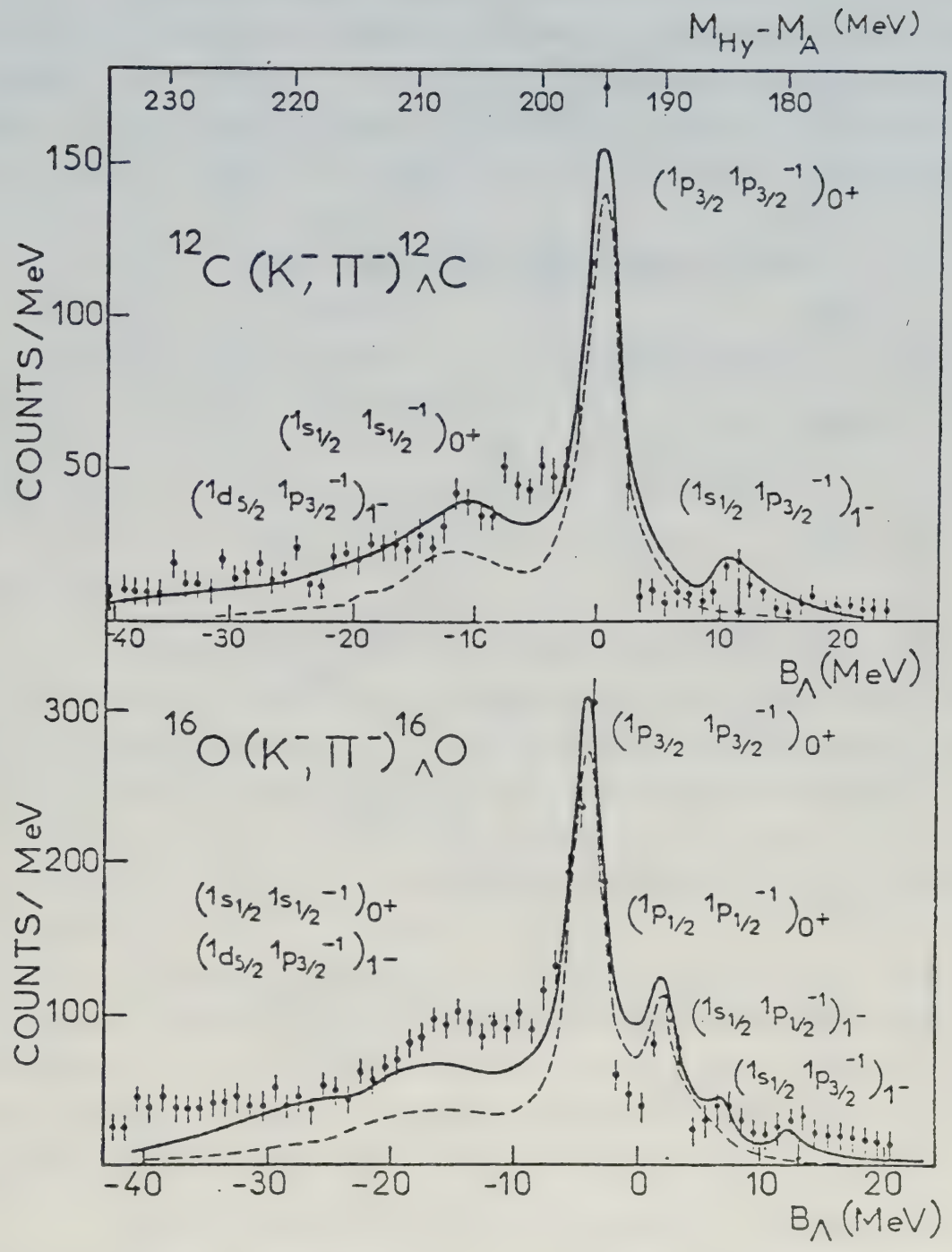


Fig. 26 - Calculs de Bouyssy sur $^{12}_{\Lambda}C$ et $^{16}_{\Lambda}O$ comparés à l'expérience [93].

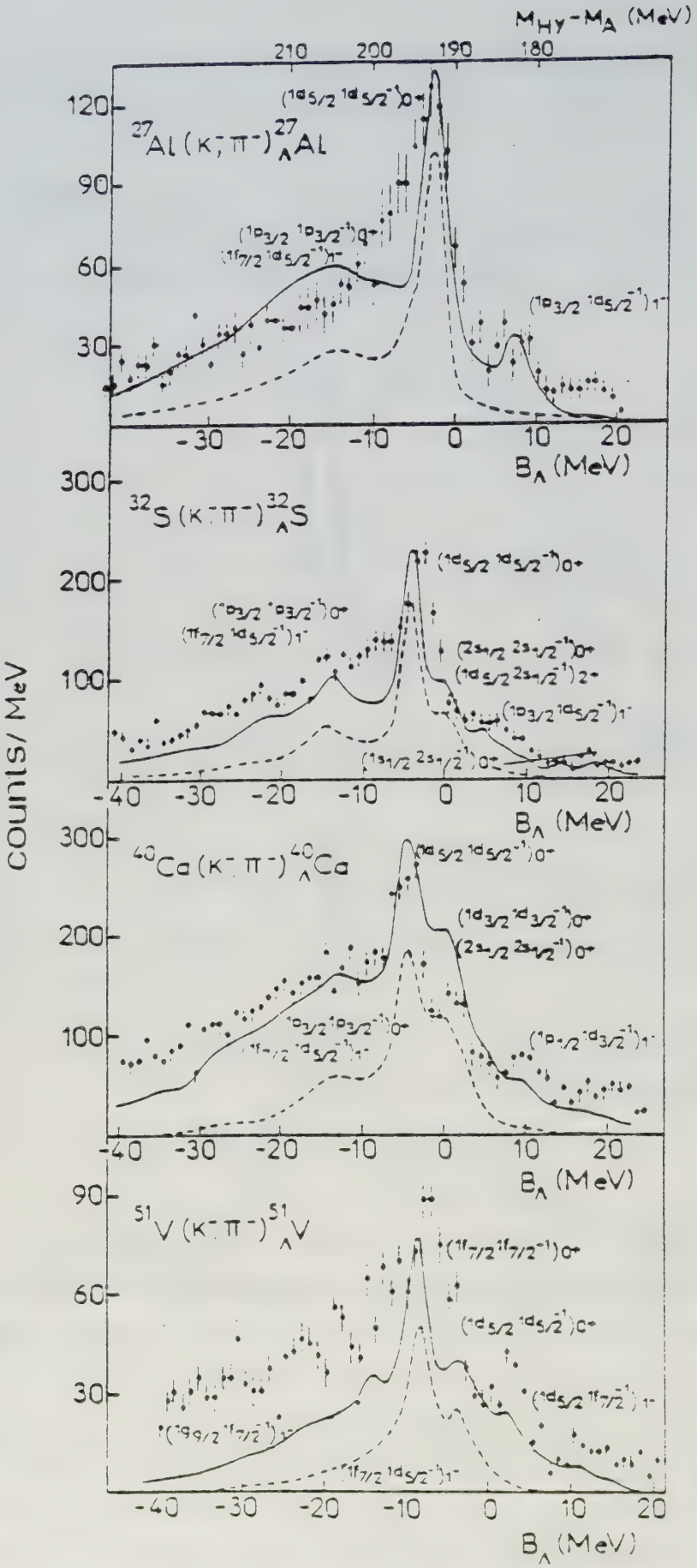


Fig. 27 - Calculs de Bouyssy sur $^{27}_{\Lambda}Al$, $^{32}_{\Lambda}S$, $^{40}_{\Lambda}Ca$ et $^{51}_{\Lambda}V$ comparés à l'expérience [93].

et la valeur de $\alpha$ est compatible avec celle que donne l'analyse des états excités de ${}^{4}_{\Lambda}H$ et ${}^{4}_{\Lambda}He$ [12].

Le potentiel Λ-noyau étant déterminé, il est possible de calculer le spectre complet de chaque hypernoyau. Cependant pour comparer directement le calcul et l'expérience il faut connaître les largeurs des états. Bouyssy estime la largeur d'un état de particule Λ dans le continu à partir de la limite de Teichman-Wigner [118] :

$$\Gamma^{\uparrow} < \frac{3h^2}{MR^2} P(E)$$

où R est le rayon nucléaire et P(E) le facteur de pénétration. Quant à la largeur d'étalement $\Gamma^{\uparrow}$ (due au trou de neutron) elle est calculée [119] à partir de la théorie de la matrice K. Le spectre ainsi obtenu est ensuite convolué à une résolution expérimentale (de l'ordre de 3 MeV) avant d'être comparé aux résultats expérimentaux (Figs 26, 27, 29 et 30).

L'excellent accord obtenu confirme la validité du modèle. En particulier l'écart et le rapport d'intensités des deux pics $0^+$ de ${}^{16}_{\Lambda}O$ s'explique par un léger mélange de configuration dû à l'interaction résiduelle $V_{\Lambda N}$, la fonction d'onde de l'état à $B_{\Lambda} = -3,5$ MeV étant $|\psi> = 0,990\ |(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n}> + 0,139\ |(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}>$ tandis que celle de l'autre pic quasi-élastique est la combinaison linéaire orthogonale.

L'interprétation des niveaux ${}^{12}_{\Lambda}C$ et ${}^{16}_{\Lambda}O$ a été confirmée par un calcul de distribution angulaire dû à Chiang et Hüfner [91] en approximation de Glauber. Avec un seul facteur de normalisation pour chaque noyau, ces auteurs reproduisent la dépendance en transfert et le rapport des intensités des pics (Fig. 28).

Cette interprétation est cependant contradictoire avec celle qu'avançaient Dalitz et Gal [67] en termes d'état analogue (dans la couche p) et d'état sypersymétrique. Dans leur modèle la force d'échange dans l'interaction résiduelle Λ-N lève la dégénérescence entre les deux états :

$$(p_{3/2}, p^{-1}_{3/2})_{\Lambda n} \quad \text{et} \quad (p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$$

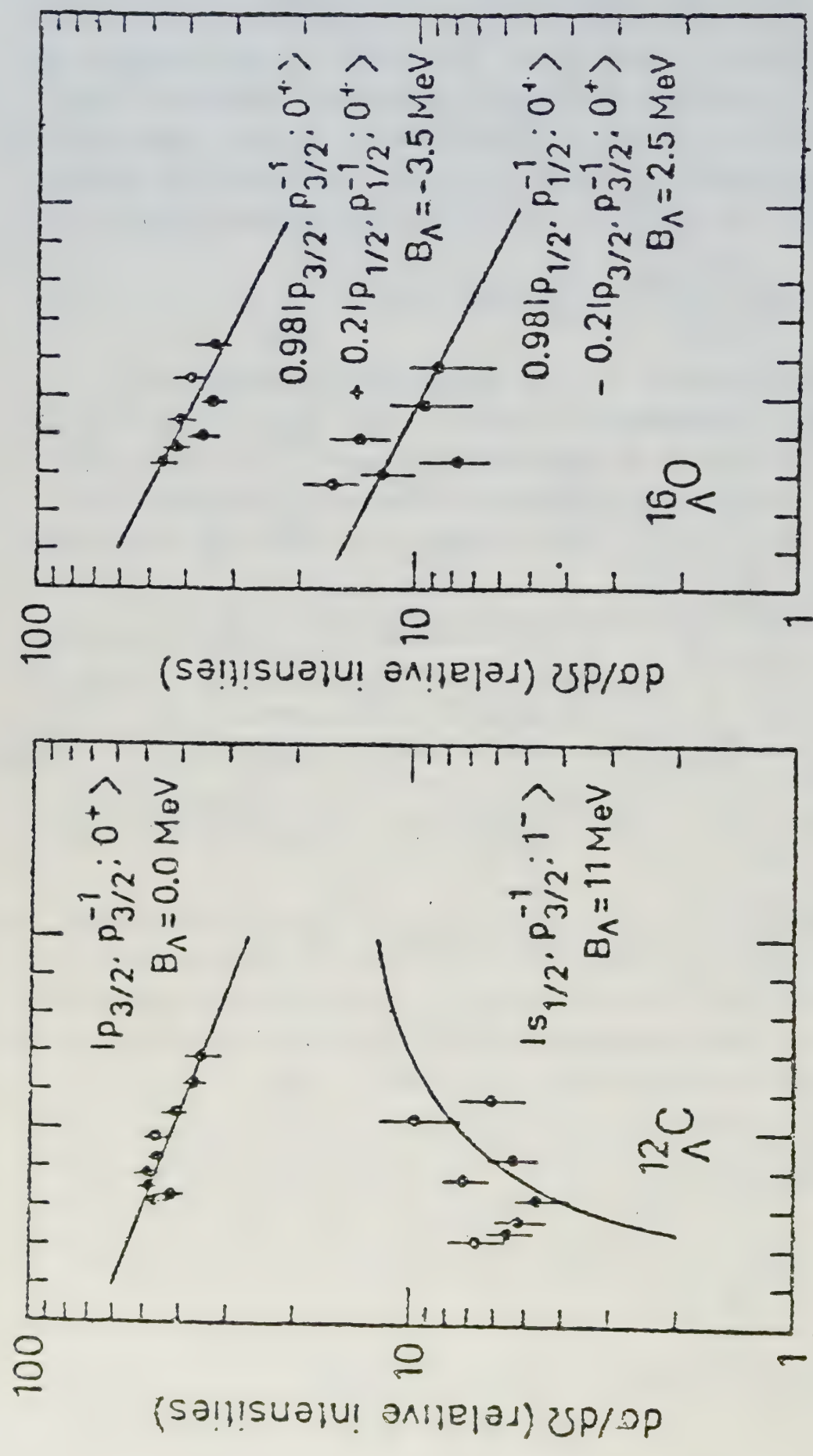


Fig. 28 - Calculs de distributions angulaires de Chiang et Hüfner comparés aux résultats expérimentaux pour $^{12}_{\Lambda}C$ et $^{16}_{\Lambda}O$ [91].

pour former la résonance analogue :

$$\psi_a = \frac{1}{\sqrt{3}} \left[ \sqrt{2} (p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n} + (p_{1/2}, p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n} \right]$$

du type $^1S_o$ et l'état dit supersymétrique $\psi_s$ qui est la combinaison linéaire orthogonale (ou antianalogue) et correspond à un couplage $^3P_o$. La force spin-orbite anti-symétrique $(\underline{\sigma}_\Lambda - \underline{\sigma}_N) \cdot \underline{\ell}_{\Lambda N}$ peut mélanger ces deux états pour donner les pics observés expérimentalement. En particulier Gal [81] avait montré qu'avec un potentiel spin-orbite Λ-noyau double du potentiel N-noyau et un terme d'échange élevé dans l'interaction résiduelle ($\varepsilon' > 0,5$), on pouvait reproduire la position et le rapport des deux pics de $^{16}_{\Lambda}O$. A la suite de cette critique Bouyssy a entrepris une analyse systématique de la dépendance de l'interaction résiduelle Λ-N en fonction du terme spin-spin et du terme d'échange [110, 93] :

$$V_{\Lambda N}(\underline{r}_\Lambda - \underline{r}_N) = V(\underline{r}_\Lambda - \underline{r}_N)(1 - \varepsilon' + \varepsilon' P_x)(1 + \alpha \underline{\sigma}_\Lambda \cdot \underline{\sigma}_N)$$

Il a montré qu'il n'y a que deux solutions qui reproduisent la position et le rapport d'intensités des deux pics $0^+$ de $^{16}_{\Lambda}O$ : soit une faible dépendance en spin de l'interaction résiduelle ($\alpha$ étant négatif) et une force spin-orbite Λ-noyau proche de zéro (solution "Bouyssy"), soit une forte dépendance en spin (positive) de l'interaction résiduelle et une force spin-orbite Λ-noyau double de la force nucléaire (solution "Gal"). Ce deuxième type de solution paraît exclu car il a plusieurs autres conséquences qui sont contradictoires avec l'expérience :

a) le pic le plus intense dans $^{16}_{\Lambda}O$ aurait pour composante principale $(p_{1/2}, p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $0^+$ ; comment alors expliquer la coïncidence avec le pic $0^+$ de $^{12}_{\Lambda}C$ qui est certainement l'état de configuration $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ ?

b) l'état fondamental de $^{12}_{\Lambda}C$ serait un état $2^-$. Or les expériences $(K^-, \pi^-)$ en vol [96, 113] ainsi que les expériences en émulsion n'ont observé, outre l'état analogue $0^+$, qu'un seul état, de spin parité $1^-$, à $B_\Lambda = -11$ MeV. Par ailleurs les analyses ont montré que le fondamental de $^{12}_{\Lambda}B$ est un état $1^-$ et il devrait en être de même pour $^{12}_{\Lambda}C$.

c) avec une telle valeur de la force spin-orbite Λ-noyau, les états $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ $0^+$ et $2^+$ sont séparés d'au moins 4 MeV [81], le $2^+$ étant le plus lié. Or expérimentalement [113] on n'observe rien de tel : l'état $2^+$, qui commence à dominer sur le $0^+$ à partir de 20°, apparaît à la même énergie (à mieux que 450 keV près).

d) l'état fondamental de $^{16}_{\Lambda}O$ serait un état $0^-$, et ne serait donc pas celui qu'on observe en réaction $(K^-, \pi^-)$ en vol [96].

Toutes ces observations montrent l'importance d'une comparaison systématique des résultats du calcul avec toutes les informations expérimentales disponibles, dans une très large gamme de masse. Elles montrent aussi combien une mesure d'énergie de liaison et de spin des états fondamentaux des hypernoyaux lourds serait utile pour lever les ambiguïtés. Quoiqu'il en soit il est généralement admis à l'heure actuelle [117, 120] que les deux pics $0^+$ de $^{16}_{\Lambda}O$ ont des configurations $(p_{3/2}, p_{3/2}^{-1})_{\Lambda n}$ et $(p_{1/2}, p_{1/2}^{-1})_{\Lambda n}$ quasiment pures et que l'interaction spin-orbite Λ-noyau est très faible. De nombreux calculs récents de l'interaction Λ-N ou Λ-noyau sont venus le confirmer [121 à 123].

Utilisant l'interaction Λ-noyau ainsi déterminée, Bouyssy a étendu son modèle à tous les autres hypernoyaux étudiés au CERN. Les noyaux de la couche p $^6$Li, $^7$Li et $^9$Be doivent être décrits en couplage intermédiaire ; à ceci près, la méthode est identique à celle que nous avons décrite précédemment.

Comme le modèle est très simple et utilise les valeurs expérimentales des énergies de trous de neutron, il confirme l'interprétation des niveaux que nous avons donnée au chapitre précédent, tout en la précisant puisque les rapports d'intensités des divers pics sont bien reproduits grâce aux légers mélanges de configurations introduits par l'interaction résiduelle.

Nous présentons dans les figures 26 à 30 les résultats de Bouyssy [93] comparés à nos spectres en indiquant pour chaque pic la configuration qui donne la contribution principale. Les spectres théoriques sont ici normalisés sur les spectres expérimentaux.

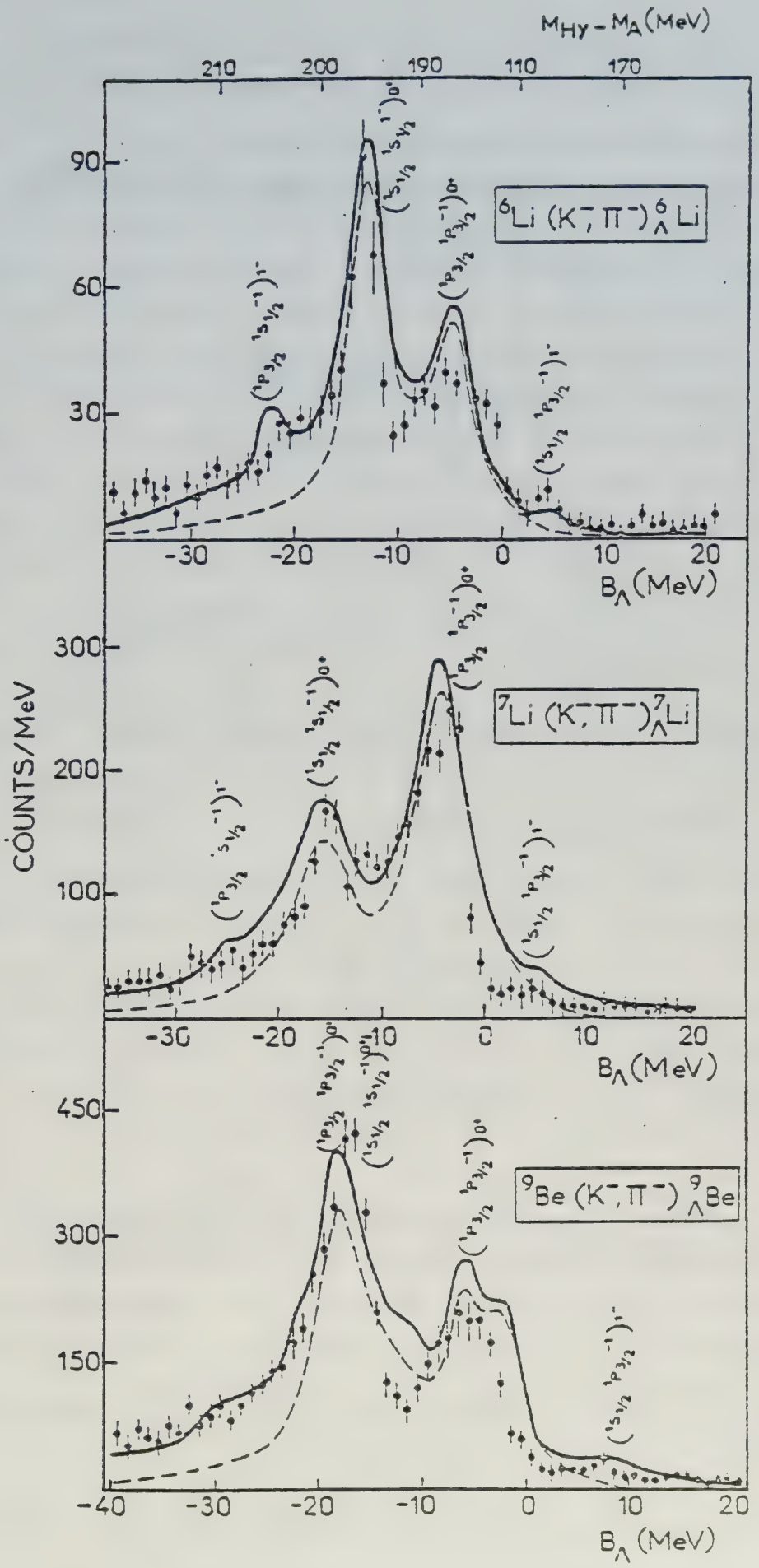


Fig. 29 - Calculs de Bouyssy sur $^6_\Lambda$Li, $^7_\Lambda$Li et $^9_\Lambda$Be comparés à l'expérience [93].

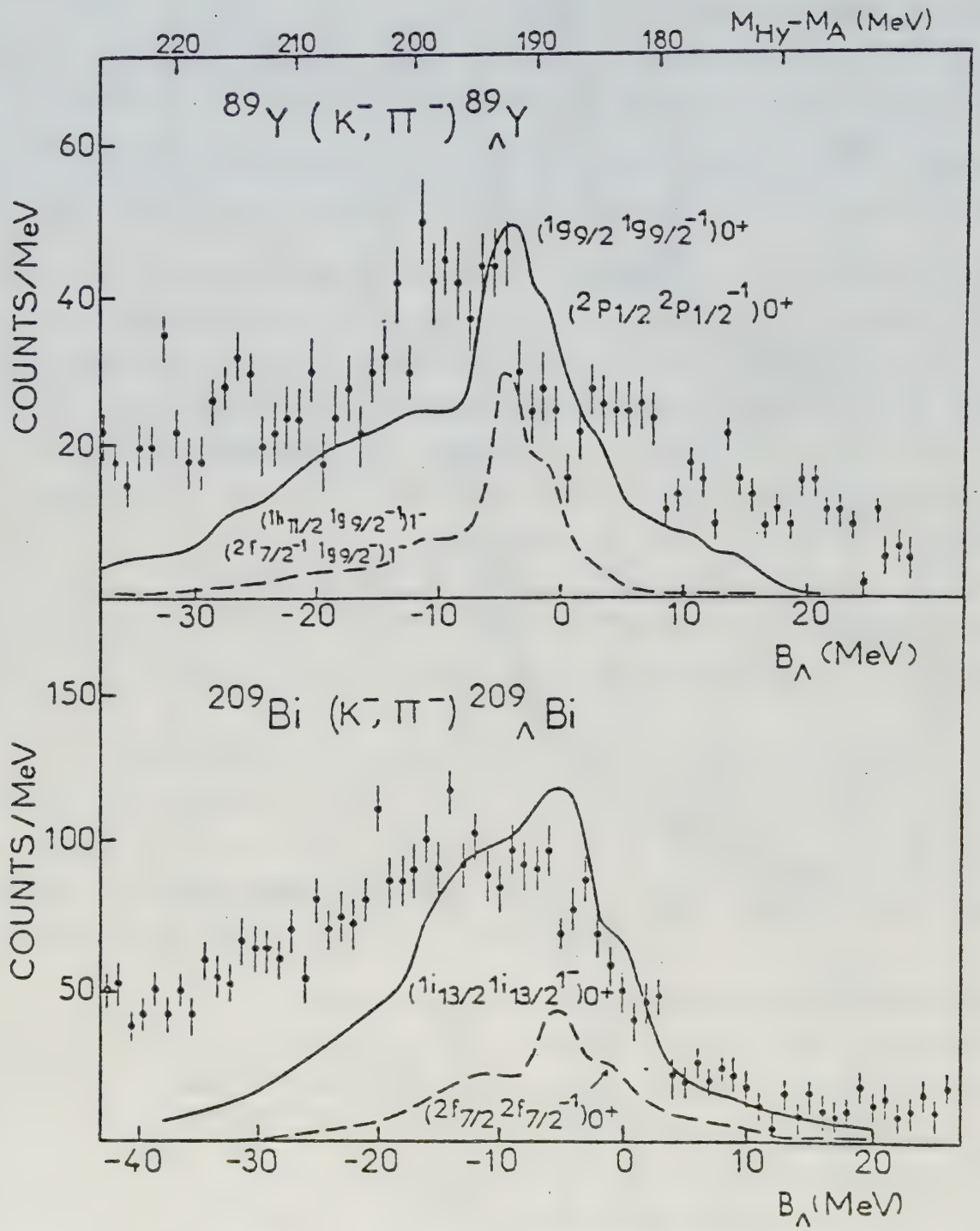


Fig. 30 - Calculs de Bouyssy sur $^{89}_{\Lambda}Y$ et $^{209}_{\Lambda}Bi$ comparés à l'expérience [93].

Cependant nous avons montré ci-dessus comment la méthode utilisée par Bouyssy permet de calculer le nombre effectif de neutrons $N_{eff}^{(j_\Lambda j_n^{-1})J}$ pour chaque configuration particule-trou indépendamment. En sommant ces différents termes on obtient le nombre effectif total de neutrons. La comparaison de ce nombre avec celui que donne une règle de somme utilisant la relation de fermeture sur tous les états hypernucléaires, permet de vérifier si l'espace utilisé dans le calcul de modèle en couches est suffisant ou non. Bouyssy a démontré qu'en ajoutant aux couches occupées par les neutrons deux couches supplémentaires pour la particule $\Lambda$, il pouvait rendre compte de plus de 95% de la règle de somme pour un transfert aussi élevé que 110 MeV/c et ce jusqu'au $^{40}_{\Lambda}Ca$. Ses résultats sont présentés dans le tableau 9.

On voit que pour les seules transitions quasi-élastiques, le nombre effectif de neutrons est sensiblement constant et proche de un, tandis qu'il croît régulièrement avec A pour les transitions quasi-libres. En particulier ce calcul explique l'absence de pic dans le spectre de $^{209}_{\Lambda}Bi$ car les transitions quasi-libres y sont largement dominantes.

Nous avons porté sur le même tableau les nombres effectifs de neutrons calculés par Dalitz et Gal [82, 124] et par Epstein et al. [125] en utilisant une règle de somme. Bien que ces derniers calculs aient été effectués à 900 MeV/c et malgré les différences dans la description des noyaux (du fait de la forte absorption des mésons, le résultat est très sensible à l'épaisseur de surface et au rayon du noyau) les chiffres obtenus sont très semblables à ceux de Bouyssy.

Cependant une difficulté se présente dès que l'on veut comparer l'expérience avec le calcul. La section efficace de production d'un hypernoyau à 0° s'obtient en multipliant le nombre effectif de neutrons par la section efficace à 0° de la réaction élémentaire :

$$K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda \qquad (1)$$

Cette section efficace a été mesurée de deux façons différentes :

a) par la réaction $K^- + d \to p + \pi^- + \Lambda$ dans une chambre à bulle à deutérium [126, 127] ; le proton est spectateur, l'effet d'ombre dans le deuton étant corrigé par la formule de Glauber [116] :

$$\sigma_d = \sigma_n + \sigma_p - \frac{1}{4\pi} \sigma_n \sigma_p \langle r_d^{-2} \rangle$$

Cet effet est de l'ordre de 7%.

b) par la réaction $K^- + p \to \pi^0 + \Lambda$ [28]. On en déduit la section efficace que l'on cherche par la formule :

$$\sigma(K^- n \to \pi^- \Lambda) = 2\sigma(K^- p \to \pi^0 \Lambda).$$

La deuxième expérience est considérée comme plus précise car elle ne fait intervenir qu'une relation d'isospin, sans autre correction.

Cependant, quoique les barres d'erreur soient de l'ordre de 15 à 25%, il y a une très grande dispersion dans les mesures de la section efficace élémentaire de la réaction (1) à 0°, pouvant aller jusqu'à un facteur 2 pour certaines valeurs de l'impulsion incidente (entre 700 et 900 MeV/c). Il en résulte que la comparaison des calculs avec l'expérience est incertaine. Nous avons porté dans le tableau 9 les sections efficaces de production d'hypernoyaux obtenues par le groupe de Heidelberg à 900 MeV/c [77], et celles que nous obtenons à 700 MeV/c [106]. On note que les deux expériences sont en violent désaccord (d'un facteur 3 à 5). Si, pour la comparaison avec la théorie, on choisit d'utiliser la section efficace élémentaire mesurée par Hepp et al. [127] à 700 MeV/c :

$$\left.\frac{d\sigma}{d\Omega}\right|_{lab.} (0°) \simeq 2{,}38 \pm 0{,}3 \text{ mb/sr}$$

l'accord entre nos résultats et les calculs de Bouyssy est excellent ils peuvent cependant différer d'un facteur 1,6 (tout en restant dans les barres d'erreur) si l'on choisit une autre expérience. Notons toutefois que nos sections efficaces expérimentales de production d'hypernoyaux sont elles-mêmes entachées d'une très grande incertitude et qu'il faudrait se méfier d'un trop bon accord avec les calculs.

Tableau 9 - Nombre effectif de neutrons. Comparaison des calculs avec l'expérience.

| Noyau cible | | $^{6}Li$ | $^{7}Li$ | $^{9}Be$ | $^{12}C$ | $^{16}O$ | $^{27}Al$ | $^{32}S$ | $^{40}Ca$ | $^{51}V$ | $^{89}Y$ | $^{209}Bi$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $P_K$ (MeV/c) | | 790 | 720 | 720 | 720 | 720 | 720 | 720 | 790 | 790 | 720 | 640 |
| Bouyssy [14] | $N_{eff}$ quasi-élastique | 1,16 | 1,14 | 1,28 | 1,08 | 1,21 | 1,10 | 1,17 | 1,04 | 1,15 | 1,08 | 1,01 |
| | $N_{eff}$ quasi-libre | 0,34 | 0,44 | 0,58 | 0,59 | 0,76 | 1,25 | 1,35 | 1,36 | 1,55 | 2,83 | 6,00 |
| | $N_{eff}$ total | 1,50 | 1,58 | 1,86 | 1,67 | 1,97 | 2,35 | 2,52 | 2,40 | 2,70 | 3,91 | 7,01 |
| | $N_{eff}$ règle de somme | 1,58 | 1,88 | 2,13 | 1,92 | 2,47 | 3,16 | 3,34 | 3,50 | 4,13 | 5,45 | 8,57 |
| Gal [29] | 900 MeV/c $N_{eff}$ | | | 2,0 | 2,2 | 2,3 | | 2,8 | 3,0 | | | |
| Epstein [30] | 900 MeV/c $N_{eff}$ | | | | 1,8 | | | | 3,4 | | | |
| Brückner et al. [37] | $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (0°) (mb/sr) | | | 1,1 | 1,2 | 1,3 | | 1,2 | 1,1 | | | |
| | $N_{eff}$ (normalisé sur [33] | | | 0,46 | 0,5 | 0,54 | | 0,5 | 0,46 | | | |
| Bertini et al. [38] | 720 MeV/c $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (0°) (mb/sr) | 3,6 ±1,0 | 3,4 ±1,0 | 3,5 ±1,0 | 3,8 ±1,0 | 3,9 ±1,3 | 7,8 ±2,3 | 5,6 ±1,6 | 4,9 ±2,0 | 3,0 ±1,4 | 4,8 ±3,9 | 10,5 ± 3,7 |
| | $N_{eff}$ expérimental (normalisé sur [33]) | 1,5 ±0,4 | 1,4 ±0,4 | 1,5 ±0,4 | 1,6 ±0,4 | 1,6 ±0,6 | 3,3 ±1,0 | 2,4 ±0,7 | 2,1 ±0,8 | 1,3 ±0,6 | 2,0 ±1,6 | 4,4 ±1,6 |

## II. CALCULS EN APPROXIMATION DE HARTREE-FOCK.

Il peut sembler plus satisfaisant pour l'esprit de cherche une description simultanée des noyaux et des hypernoyaux dans un cal cul "self-consistent" du type Hartree-Fock. En effet ce genre de cal cul traite sur le même pied toutes les particules composant l'hyper- noyau. Il présente l'avantage d'être un calcul microscopique, donc, un peu plus "fondamental" que le calcul précédent. Il permet en outr de mettre en évidence la modification du coeur induite par la présen ce de la particule Λ. La force Λ-nucléon étant à courte portée, est très sensible à la densité de matière dans le noyau ; il faut donc choisir une force N-N effective qui rende à la fois bien compte des rayons nucléaires et des énergies de liaison.

a) Un calcul en modèle de Hartree-Fock a été entrepris par Rayet [129] utilisant une interaction N-N du type Skyrme :

$$V_{NN} = t_o(1+x_oP_\sigma)\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2) + \frac{1}{2}\,t_1[\underline{k}'^2\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2) + \delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2)\underline{k}^2]$$

$$+ t_2\underline{k}'.\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2)\underline{k} + iW_o\underline{k}'.\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2)[(\underline{\sigma}_1+\underline{\sigma}_2)\times\underline{k}]$$

$$+ t_3\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_2)\delta(\underline{r}_1-\underline{r}_3) \qquad (1)$$

et une interaction Λ-N gaussienne centrale :

$$V^{\Lambda N} = -V_o(\pi\mu^2)^{-3/2}\exp(-r^2/\mu^2) \qquad (2)$$

La portée du potentiel étant fixée à la valeur correspondant à l'échange de deux pions, le calcul comporte un seul paramètre, la profondeur du potentiel central Λ-N, qui est ajusté sur l'énergie de liaison de ${}^{5}_{\Lambda}\mathrm{He}$.

Les énergies de liaison des hypernoyaux dans leur état fondamental calculées dans ce modèle montrent un comportement cor- rect en fonction de la masse (saturation) mais sont légèrement trop élevées, ainsi qu'on pourrait s'y attendre avec une force Λ-N aussi simple (pas de répulsion dans l'état p, pas de force à trois corps) ; elles montrent aussi la sensibilité des $B_\Lambda$ aux effets de couche, reflet des fluctuations dans les rayons nucléaires. Cette méthode

permet de calculer toutes les configurations particule-trou sans introduire aucun autre paramètre. Dans son article de 1976 [129] (antérieur à nos expériences) Rayet a calculé les états où la particule Λ sur les diverses couches est couplée au coeur dans son état le plus bas. Le dernier état lié de la particule Λ correspond toujours à la dernière couche de neutrons occupée dans le noyau coeur. Eu égard à la simplicité du modèle, l'accord avec les spectres expérimentaux est excellent sur les seuls noyaux où l'on puisse faire la comparaison : ${}^{12}_{\Lambda}C$ (Rayet a calculé ${}^{13}_{\Lambda}C$) et ${}^{16}_{\Lambda}O$ (${}^{17}_{\Lambda}O$ calculé). Le calcul montre aussi le recouvrement quasi total des fonctions d'onde lorsque la particule Λ et le neutron ont les mêmes nombres quantiques, ainsi que l'effet de polarisation du coeur, variable selon la couche où se trouve la particule Λ.

Rayet a repris récemment ce modèle [130] en le modifiant pour décrire l'interaction Λ-N par une force de Skyrme (eq. 1), comme l'interaction N-N, afin de faciliter la comparaison des deux interactions. Si l'on néglige toute dépendance en spin, la force Λ-N comporte quatre paramètres. Ceux-ci ont été ajustés sur les états fondamentaux de ${}^{5}_{\Lambda}He$, ${}^{13}_{\Lambda}C$, ${}^{16}_{\Lambda}O$ et sur l'état excité $(p_{1/2}, p^{-1}_{1/2})_{\Lambda n}$ de ${}^{16}_{\Lambda}O$ où le Λ sur la couche $p_{1/2}$ est couplé au coeur ${}^{15}O$ dans son état fondamental. Rayet effectue ensuite le calcul sur les hypernoyaux ${}^{12}_{\Lambda}C$, ${}^{16}_{\Lambda}O$, ${}^{32}_{\Lambda}S$ et ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ et les compare à nos spectres expérimentaux. (Pour ${}^{32}S$ et ${}^{40}Ca$ il a fallu prendre les valeurs expérimentales des énergies de trou de neutron $d_{5/2}$ car elles sont mal reproduites par le calcul Hartree-Fock.) L'accord est là aussi remarquable, à ceci près que la distance entre les couches p et s-d de l'hypéron Λ est un peu faible. Par contre toute similitude entre les interactions effectives Λ-N et N-N est à abandonner, ce qui n'est après tout pas étonnant.

b) Nous avons déjà cité au chapitre II le calcul effectué par Nguyen Van Giai [64] en modèle Hartree-Fock avec la même interaction effective N-N (du type Skyrme) et la même interaction Λ-N (gaussienne) que Rayet (en ajoutant toutefois un petit terme spin-orbite), mais dans un état d'esprit différent : son but était en effet, partant d'une symétrie SU(3) non brisée (Λ,p,n) et d'une base d'états particule-trou calculée à partir de l'interaction décrite ci-dessus, d'introduire la rupture de symétrie SU(3) afin de voir jusqu'à quel point la notion de résonance analogue d'étrangeté pouvait rester une bonne description de la réalité.

Nguyen Van Giai a donc calculé les fonctions d'onde et les énergies d'excitation des divers états $0^+$ dans ${}^{12}_{\Lambda}C$, ${}^{16}_{\Lambda}O$, ${}^{32}_{\Lambda}S$ et ${}^{40}_{\Lambda}Ca$ ainsi que leur recouvrement avec la résonance analogue d'étrangeté. Il conclut que du fait de la courte portée de l'interaction Λ-N, celle-ci est très sensible à l'état $(n,\ell,j)$ où se trouve la particule Λ et que les états physiques doivent être des états à 1 particule-1 trou presque purs. Seuls les états correspondant à un trou de neutron profond présentent un recouvrement substantiel avec la résonance analogue d'étrangeté. Cependant comme la notion de trou de neutron profond n'est pas très bien établie et qu'en tout état de cause un tel état doit être très large, comme de plus, du fait de la forte absorption des mésons $K^-$ et $\pi^-$ dans les noyaux les couches profondes ne sont pas accessibles, la résonance analogue d'étrangeté n'est sûrement pas observable, du moins par la réaction $(K^-, \pi^-)$ en vol. Nguyen Van Giai et Kisslinger ont repris la même méthode [64] en la généralisant à la notion de résonance unitaire analogue (SU(3) incluant la particule Σ) mais le calcul microscopique a été fait pour la voie Λ seulement. Leur conclusion est identique sauf peut être pour les noyaux lourds (${}^{208}_{\Lambda}Pb$) où un état cohérent bâti sur les couches externes de neutrons n'est pas exclu.

Nguyen Van Giai a élargi les possibilités de son modèle en y introduisant la méthode de la fonction de réponse [131]. A partir d'une fonction de Green non perburbée :

$$G^{(o)}(\underline{r}_1,\underline{r}_2,E) = \sum_h \phi_h^*(\underline{r}_1) \langle \underline{r}_1 | (H_o^{\Lambda} - \varepsilon_h - E - i\eta)^{-1} | \underline{r}_2 \rangle \phi_h(r_2)$$

on peut calculer la fonction de Green générale :

$$G(E) = G^{(o)}(E) + G(E)\, V_{ph} G^{(o)}(E)$$

Ici $\phi_h$ et $\varepsilon_h$ représentent la fonction d'onde et l'énergie d'un neutron dans le noyau initial, $H_o^{\Lambda}$ l'hamiltonien à un corps Λ-noyau et $V_{ph}$ l'interaction résiduelle Λ-neutron.

La fonction de réponse à un opérateur à un corps Q s'écrit alors [131] :

$$B(E) = \sum_n |\langle o|Q|n\rangle|^2 \delta(E-E_n)$$

$$= \frac{1}{\pi} \mathrm{Im} \int Q^+(\underline{r}) G(\underline{r},\underline{r}',E) Q(\underline{r}') d^3\underline{r} d^3\underline{r}'$$

Le calcul est, paraît-il "simple" lorsque $V_{ph}$ est une interaction de contact :

$$V_{ph} = t_o \delta(\underline{r}_1 - \underline{r}_2)$$

Cette méthode présente plusieurs avantages : d'une part le calcul prend en compte l'espace complet des états de la particule Λ, continuum compris, ce qui rend possible le calcul de la largeur d'échappement $\Gamma^\uparrow$ des états hypernucléaires, de l'autre elle permet de calculer les éléments de matrice de l'opérateur $U_-$ qui transforme un neutron en un hypéron Λ (voir l'appendice 1) ou, plus généralement, la "distribution d'intensité" :

$$S(E) = \sum_n |\langle {}^A_Z;o| \sum_j \exp(i\underline{q}.\underline{r}_j) U_-^{(j)} |{}^A_\Lambda Z;n\rangle|^2 \delta(E-E_n)$$

où la somme $\sum_n$ porte sur tous les états hypernucléaires, $\sum_j$ porte sur les neutrons du noyau cible et q est le moment transféré. Cette quantité peut être directement comparée au spectre expérimental.

Le calcul a été appliqué aux trois hypernoyaux légers ${}^6_\Lambda$Li, ${}^7_\Lambda$Li et ${}^9_\Lambda$Be [132]. L'interaction Λ-N comporte un seul paramètre, $t_o$, qui a été ajusté sur l'énergie de liaison de l'état fondamental de ${}^9_\Lambda$Be. Comme les états fondamentaux des noyaux ${}^6$Li, ${}^7$Li et ${}^9$Be sont décrits en modèle Hartree-Fock (en supposant qu'ils ont un moment angulaire $0^+$), il ne faut pas s'attendre à ce que les positions des pics expérimentaux soient exactement reproduites ; par contre les largeurs apportent une information intéressante (Fig. 31). Dans les trois spectres la largeur du pic à basse énergie d'excitation est très proche de celle qu'on observe expérimentalement. Comme la largeur

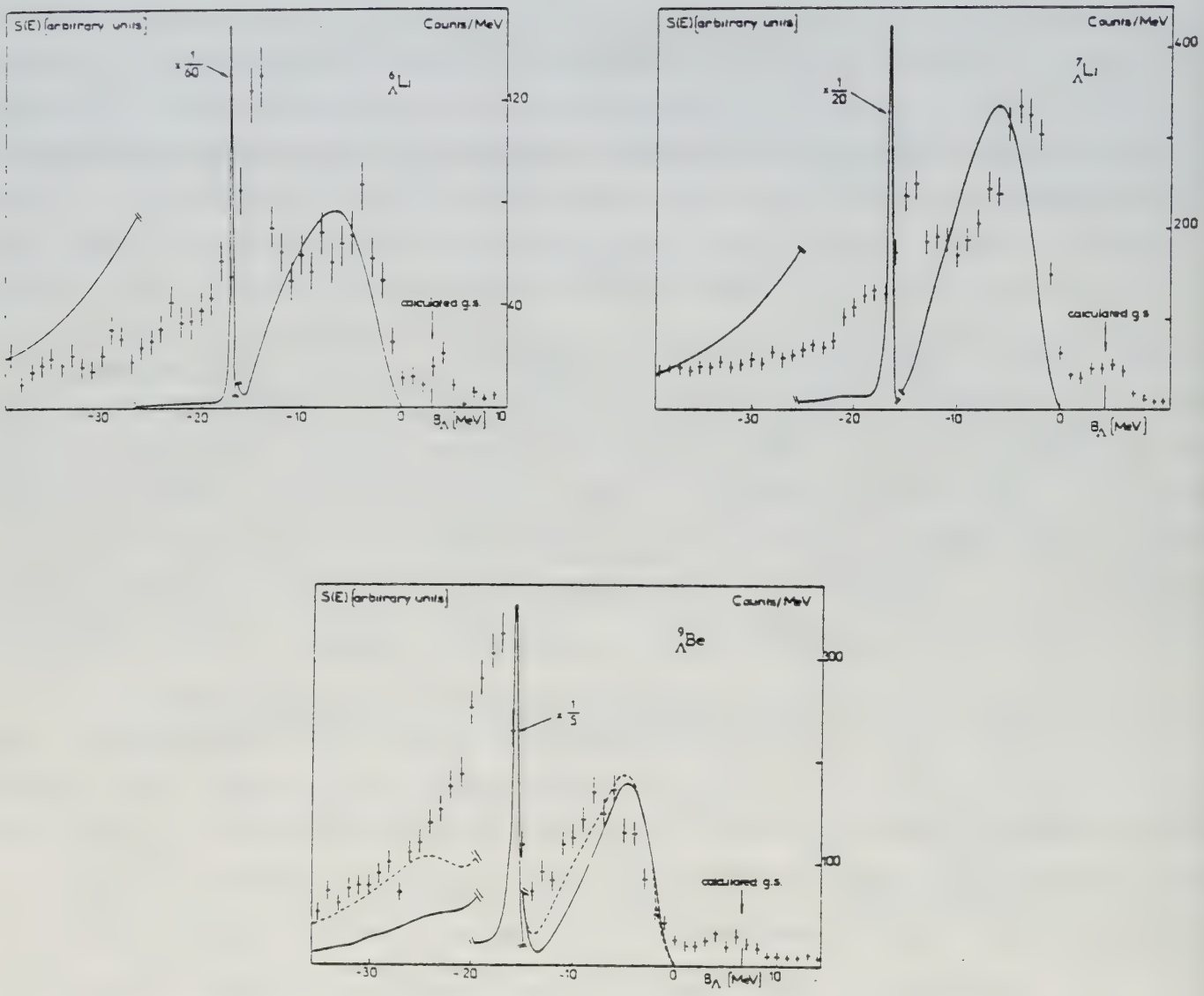


Fig. 31 - Calculs de Auerbach et Nguyen Van Giai sur $^{6}_{\Lambda}$Li, $^{7}_{\Lambda}$Li et $^{9}_{\Lambda}$Be comparés à l'expérience [132]. Les courbes continues sont claculées pour un transfert de 40 MeV/c, la courbe discontinue pour 80 MeV/c.

totale d'un pic est la somme de la largeur d'échappement $\Gamma^{\uparrow}$ et de la largeur d'étalement $\Gamma^{\downarrow}$ (due essentiellement au couplage du trou de neutron avec d'autres états), cela signifie que pour cet état, la largeur d'étalement est faible. C'est bien à cela qu'on s'attend car cet état a pour principale composante $(p,p^{-1})_{\Lambda n}$ c'est-à-dire correspond à un trou de neutron externe.

Par contre pour le pic à plus haute excitation, la largeur d'échappement calculée est petite car sa composante principale est du type $(1s, 1s^{-1})_{\Lambda n}$, l'état de particule $\Lambda$ étant lié. La largeur observée expérimentalement est donc la largeur d'étalement du trou du neutron, que l'on peut ainsi mesurer. Pour être plus précis il faudrait mieux décrire les noyaux $^{6}Li$, $^{7}Li$ et $^{9}Be$, introduire les distorsions des ondes entrante et sortante et prendre en compte la résolution expérimentale en énergie (et sans doute une interaction $\Lambda$-N un peu plus réaliste).

En conclusion de ce chapitre, on peut dire que les modèles à particules indépendantes avec une interaction résiduelle simple marchent étonnamment bien pour décrire les spectres d'hypernoyaux observés en réaction $(K^{-}, \pi^{-})$ en vol. L'effet largement dominant est la structure en état à une particule et un trou ; la force spin-orbite $\Lambda$-noyau est certainement très faible et la forme précise de l'interaction centrale $\Lambda$-nucléon n'est pas importante. Par contre, pour bien reproduire les spectres d'hypernoyaux, il est indispensable d'avoir une bonne description des noyaux cibles, à la fois pour ce qui est de leur densité de matière (ou leurs rayons) et des énergies des états de particule, jusqu'aux couches profondes. D'autre part les états de la particule $\Lambda$ sont relativement faciles à décrire dès que l'on a choisi une certaine interaction $\Lambda$-N puisque cette particule est seule dans son genre à l'intérieur du noyau. En ce sens, et du fait de la courte portée de l'interaction $\Lambda$-N, la particule $\Lambda$ constitue une sonde intéressante du noyau, un nouvel outil à ajouter à l'arsenal de la physique nucléaire. Ainsi par exemple, ces premiers résultats donnent déjà des informations sur les énergies et les largeurs des trous de neutrons 1s dans les noyaux légers.

Il faut enfin noter pour finir que tous les théoriciens déplorent de n'avoir que très peu d'information sur les hypernoyaux lourds. De fait le spectre de $^{209}_{\Lambda}Bi$ (Fig. 21) est assez décevant ; il faudrait probablement se placer à très petit transfert pour avoir une chance d'y observer des états discrets (par transition quasi-élastique) tout en sachant que la probabilité est alors faible de produire l'état fondamental car celui-ci demande une transition $\Delta\ell = 4$.

# Chapitre VII

# CONCLUSION

Nous avons, au cours des chapitres précédents, fait le point de la situation sur notre connaissance des hypernoyaux. Nous avons vu que c'est un domaine de la physique nucléaire qui a eu du mal à se développer à cause des difficultés qu'il présente : faible intensité des faisceaux, courte durée de vie des particules étranges. Il s'y ajoute encore le fait que les laboratoires susceptibles de fournir des faisceaux utilisables de kaons se comptent sur les doigts d'une main. Les théoriciens disposent par conséquent de très peu de données sur lesquelles asseoir leurs calculs, tant pour l'interaction Λ-N libre que pour l'interaction effective à introduire dans le calcul du spectre d'excitation d'un hypernoyau. Dans ce domaine, plus encore que dans le reste de la physique nucléaire, nous sommes tributaires de l'état d'avancement des techniques expérimentales.

Après la longue époque des émulsions nucléaires, qui a permis d'obtenir les énergies de liaison d'une vingtaine d'hypernoyaux légers jusque ${}^{15}_{\Lambda}N$ et quelques spins, une ère nouvelle s'est ouverte avec l'étude de la réaction d'échange d'étrangeté en vol, à petit transfert d'impulsion : pour la première fois les spectres d'excitation des hypernoyaux sont devenus accessibles.

Afin de développer cette étude, nous avons construit un appareillage performant, le spectromètre SPES II ; associé à une nouvelle ligne de faisceau, il a permis de franchir un pas important quant à la qualité et la quantité des informations expérimentales disponibles. Nous avons pu étudier onze hypernoyaux, de ${}^{6}_{\Lambda}Li$ à ${}^{209}_{\Lambda}Bi$, permettant ainsi de préciser les détails de l'interaction Λ-noyau.

Les modèles phénoménologiques simples permettent de rendre compte remarquablement bien des spectres observés expérimentalement. Pour améliorer notre compréhension de la structure des hypernoyaux, il est nécessaire d'envisager des situations simples ; on peut pour cela :

a) Chercher à observer des états fondamentaux, cela serait particulièrement utile pour les hypernoyaux lourds.

b) Etudier le spectre complet d'un hypernoyau léger, y compris sa structure fine, en s'attachant à préciser les nombres quantiques de tous ses états. En particulier l'observation de doublets de spin serait très utile pour préciser la valeur de l'interaction spin-spin, ainsi qu'on a pu le faire pour les hypernoyaux de masse 4.

c) Etudier l'évolution de la structure d'un même état dans des hypernoyaux voisins et comparer à l'état correspondant dans le noyau non étrange ; en effet le rapprochement de noyaux de masses voisines permet d'éliminer la plupart des effets parasites pour se concentrer sur un aspect particulier de l'interaction.

A l'heure actuelle, des projets d'étude d'hypernoyaux existent dans trois laboratoires : le CERN, B.N.L. (Brookhaven) et K.E.K. (Tokyo).

Bien que les résultats en hypernoyaux $\Lambda$ soient encore fragmentaires, un nouveau centre d'intérêt se développe autour de l'existence éventuelle d'hypernoyaux $\Sigma$. Jusqu'à récemment, tout le monde pensait que, du fait de la décroissance forte :

$$\Sigma + N \rightarrow \Lambda + N \qquad (1)$$

d'éventuels états résonnants $\Sigma$-noyau ne pourraient qu'être très larges (plusieurs dizaines de MeV). Or on commence à soupçonner que tel n'est peut-être pas le cas. A 700 MeV/c, si le moment transféré au $\Lambda$ dans la réaction d'échange d'étrangeté à 0°

$$K^- + n \rightarrow \pi^- + \Lambda \qquad (2)$$

n'est que de 35 MeV/c ; le moment transféré dans la réaction :

$$K^- + N \rightarrow \pi + \Sigma \qquad (3)$$

est bien plus élevé, de l'ordre de 120 MeV/c (Fig. 5a). L'étude des hypernoyaux Λ nous a appris que c'est là une condition défavorable pour produire des états hypernucléaires discrets. De plus la section efficace de la réaction élémentaire (3) est inférieure d'un ordre de grandeur à celle de la réaction (2) [133].

Cependant, grâce à la grande acceptance en moment du spectromètre SPES II, bien que le faisceau incident passe près du centre de la focale, on peut observer la région des Σ en même temps que le spectre de l'hypernoyau Λ. Malgré les conditions très défavorables (grand moment transféré, faible section efficace) on observe pour les cibles légères, en particulier $^{9}$Be (Fig. 32), une structure qui évoque celle de l'hypernoyau Λ [134]. La statistique est faible mais on ne peut pas exclure l'existence de structures relativement étroites dans le spectre du système Σ-noyau.

Depuis que ce résultat est connu, plusieurs calculs prévoyant la possibilité d'états Σ-hypernucléaires étroits ont vu le jour [135 à 141]. Ces calculs font appel à divers mécanismes : par exemple la forte sélectivité du processus de conversion (1) à basse énergie en faveur de l'état S = 1, I = 1/2, pourrait rendre étroits certains états excités des hypernoyaux Σ légers [136] ; ou encore le blocage de Pauli s'appliquant au nucléon dans l'état final pourrait inhiber fortement la réaction de conversion (1) permettant ainsi d'obtenir des états étroits, mais dans ce cas l'état fondamental serait plutôt favorisé [138].

Pour apporter une réponse à ce problème la cinématique (Fig. 5a) nous indique la voie à suivre : le moment "magique" correspondant à un transfert nul dans la réaction (3) est de 280 MeV/c au lieu de 530 MeV/c pour la réaction (2). Il faut donc diminuer notablement le moment incident pour se trouver dans des conditions de transfert comparables à celles que nous avions pour les hypernoyaux Λ.

La ligne K22 que nous avons utilisée jusqu'ici ne convient plus car elle est trop longue (elle transmet 2,5% des kaons de 700 MeV/c mais seulement 1,4% des kaons de 400 MeV/c, lesquels sont déjà produits en plus petit nombre). C'est pourquoi une nouvelle ligne de 10 m de longueur a été conçue par P. Birien [142] et est en cours de montage au CERN. Elle permettra de descendre jusqu'à 400 MeV/c de moment incident, soit un transfert de 45 MeV/c. L'obser-

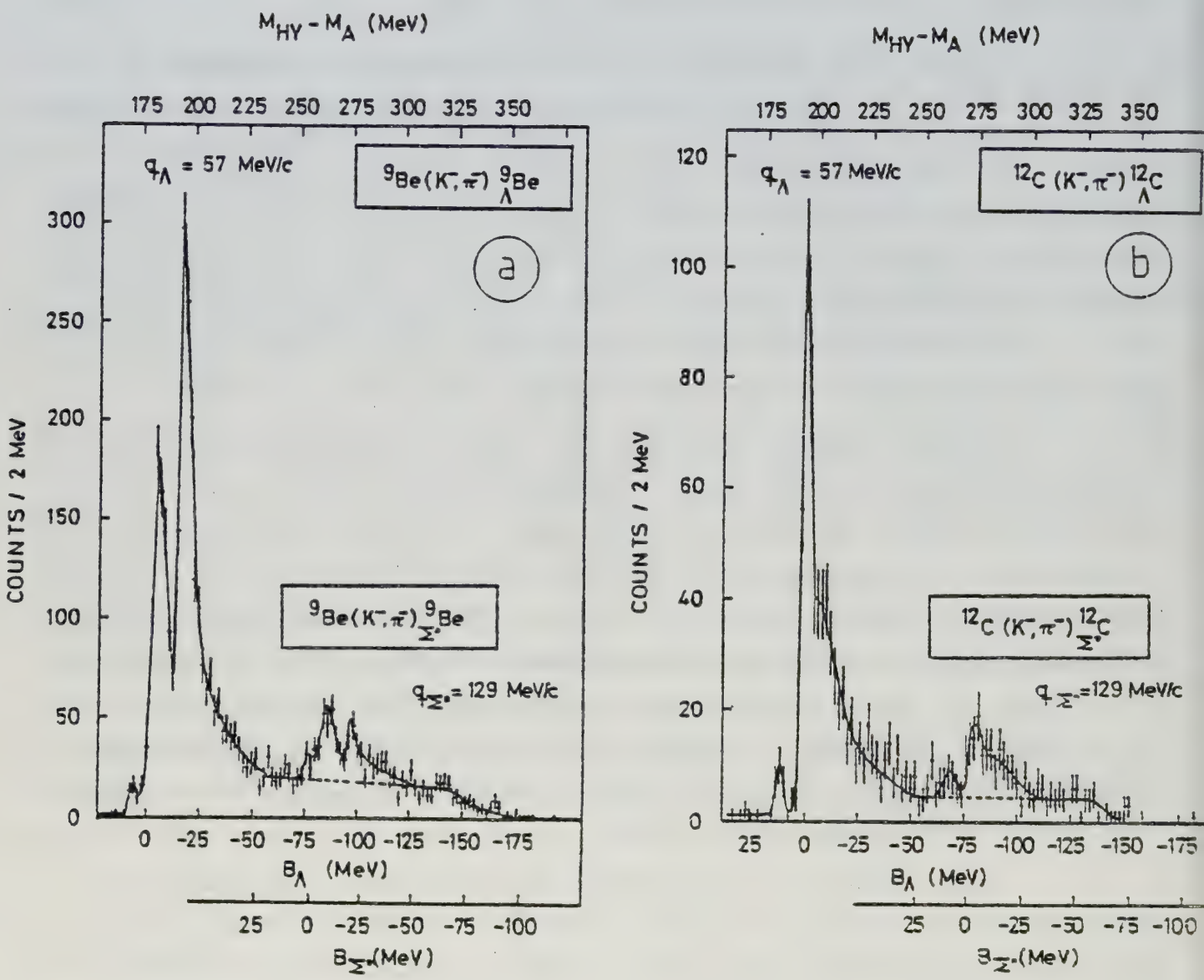


Fig. 32 - Spectres de masse manquante pour la réaction ($K^-$, $\pi^-$) sur (a) $^{9}$Be et (b) $^{12}$C, à 720 MeV/c. L'échelle supérieure est le Q de la réaction. Nous avons porté aussi les échelles $B_\Lambda$ et $B_\Sigma$.

vation éventuelle d'hypernoyaux Σ, la mesure de la largeur des états permettront de préciser notre connaissance (actuellement très vague !) de l'interaction Σ-N et peut-être de sa dépendance en spin.

L'interaction spin-orbite nucléon-noyau étant connue depuis longtemps, l'information nouvelle apportée par notre mesure du terme spin-orbite Λ-noyau a encouragé plusieurs théoriciens à essayer de comprendre l'origine microscopique de la force spin-orbite baryon-noyau. Selon Brockmann et Weise [121] l'origine en est dans un effet relativiste et ne peut être comprise que par un calcul Hartree-Fock en équation de Dirac. Le cadre leur est offert par la théorie du champ moyen de Walecka [143] : dans un noyau à spin et isospin nuls, l'interaction directe ne comporte que les termes isoscalaires, scalaire et vecteur tandis que pour la force d'échange, il faut faire intervenir aussi les termes isovecteurs. Plus précisément les mésons π et ρ ont un rôle non négligeable puisque le terme d'échange vaut 25% du terme direct dans l'interaction N-noyau tandis que l'interaction Λ-noyau, le terme d'échange est dû aux mésons K et $K^*$ mais n'a qu'une très faible importance.

Le fait que, mis à part l'hypothétique σ, on obtienne un bon accord avec l'expérience pour les noyaux non étranges en introduisant les masses et constantes de couplage des mésons réels ω, π, ρ peut sembler surprenant mais ne doit pas faire oublier que, dans ce calcul, ce sont des "mésons effectifs". C'est pourquoi Brockmann et Weise se sentent autorisés à choisir des constantes de couplage différentes pour les mésons effectifs σ et ω échangés dans l'interaction Λ-noyau, de l'ordre du tiers des valeurs utilisées pour le calcul N-noyau. Ils reproduisent ainsi très bien le potentiel phénoménologique de Bouyssy. Noble [123] a critiqué une si forte brisure de la symétrie SU(3) et, en introduisant un couplage tenseur, il reproduit aussi les valeurs expérimentales tout en respectant la symétrie SU(3).

Par ailleurs dans le cadre de la chromodynamique quantique, Pirner [122] a calculé la force spin-orbite baryon-noyau dans un modèle à échange combiné de gluon et de quark (pour conserver la couleur) entre le baryon de valence et les nucléons du coeur. Il obtient ainsi une interaction spin-orbite Λ-noyau nulle, du fait que seuls les quarks non étranges du Λ peuvent être échangés et qu'ils sont

couplés à spin et isospin nuls. Pirner calcule de même le potentiel spin-orbite Σ-noyau et trouve qu'il doit être égal au 4/3 du potentiel spin-orbite N-noyau (dans le Σ les deux quarks non étranges sont couplés à spin et isospin unités).

Ce résultat a incité Bouyssy [144] et Dillig et collaborateurs [145] à reprendre les calculs à la Brockmann-Weise pour les appliquer à l'interaction Σ-noyau. Il apparaît alors clairement que si Brockmann et Weise d'une part, Noble (ou Pirner) de l'autre sont en accord avec l'expérience pour les interactions N-noyau et Λ-noyau, ils diffèrent fortement dans leur prévision pour la force spin-orbite Σ-noyau : le premier calcul donne une faible valeur, comparable à la force Λ-noyau tandis que le second donne un résultat de l'ordre de l'interaction N-noyau. S'il se révélait possible de mesurer l'interaction spin-orbite Σ-noyau, par exemple en observant le spectre de $^{16}_{\Sigma}O$, une réponse fondamentale pourrait être apportée quant à l'origine microscopique de la force spin-orbite dans les noyaux.

## Appendice 1

## LE MODELE SU(3) DE SAKATA ET LA RESONANCE ANALOGUE D'ETRANGETE [62].

Soient $a_\alpha^+$, $b_\alpha^+$, $c_\alpha^+$ les opérateurs de création respectivement d'un proton, un neutron et une particule $\Lambda$ dans l'état $\alpha$. Nous avons défini dans le texte la résonance analogue d'étrangeté (R.A.E.) $|S\rangle$ comme l'état obtenu par remplacement d'un neutron du noyau initial par un hypéron $\Lambda$ sur la même couche. On peut donc écrire :

$$|S\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_\alpha c_\alpha^+ b_\alpha |0\rangle$$

où N est le nombre de neutrons, $|0\rangle$ l'état fondamental du noyau initial et la somme $\sum_\alpha$ porte sur tous les états possibles.

Par analogie avec le groupe d'isospin SU(2), on peut définir le groupe SU(2) des opérateurs qui échangent un neutron et une particule $\Lambda$. On les appelle dans le modèle de Sakata les opérateurs de U-spin. Dans les noyaux on peut alors définir les générateurs :

$$U_- = \sum_\alpha c_\alpha^+ b_\alpha$$

$$U_+ = \sum_\alpha b_\alpha^+ c_\alpha$$

$$U_o = \frac{1}{2} \sum_\alpha (b_\alpha^+ b_\alpha - c_\alpha^+ c_\alpha)$$

qui ont entre eux les relations de commutation d'opérateurs de moment angulaire.

De même que la résonance isobarique analogue s'écrit :

$$|A> = \frac{1}{\sqrt{N-Z}} T_+ |0>$$

la R.A.E. s'écrit dans cette notation :

$$|S> = \frac{1}{\sqrt{N}} U_- |0>$$

On définit de la même manière les opérateurs de V-spin :

$$V_+ = \sum_\alpha c_\alpha^+ a_\alpha$$

$$V_- = \sum_\alpha a_\alpha^+ c_\alpha$$

$$V_o = \frac{1}{2} \sum_\alpha (c_\alpha^+ c_\alpha - a_\alpha^+ a_\alpha)$$

Nous avons ainsi défini neuf générateurs du groupe SU(3), les opérateurs d'isospin, de U-spin et de V-spin. Il existe donc une relation entre eux puisque SU(3) possède huit générateurs. En effet on vérifie que :

$$T_o + U_o + V_o = 0$$

Les relations de commutation entre opérateurs U et V sont les suivantes :

$$[U_+, V_+] = T_-$$

$$[U_+, V_-] = 0$$

$$[V_o, U_-] = \frac{1}{2} U_-$$

$$[U_o, V_+] = \frac{1}{2} V_+$$

En utilisant les valeurs propres suivantes des opérateurs élémentaires :

| | n | p | $\Lambda$ |
|---|---|---|---|
| $t_o$ | -1/2 | 1/2 | 0 |
| $u_o$ | 1/2 | 0 | -1/2 |
| $v_o$ | 0 | -1/2 | 1/2 |

On voit que l'état initial est vecteur propre de $T_o$, $U_o$ et $V_o$ :

$$T_o|0\rangle = \frac{1}{2}(Z-N)|0\rangle$$

$$U_o|0\rangle = \frac{1}{2}N|0\rangle$$

$$V_o|0\rangle = -\frac{1}{2}Z|0\rangle$$

De plus comme l'étrangeté du noyau initial est nulle :

$$U_+|0\rangle = V_-|0\rangle = 0$$

et

$$T_-|0\rangle = 0$$

si l'on suppose que le noyau initial est dans l'état d'isospin minimum et que $N > Z$.

On peut alors définir la R.A.E. de V-spin :

$$|S_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{Z}} V_+|0\rangle$$

le facteur de normalisation étant donné par :

$$\langle 0|V_-V_+|0\rangle = \langle 0|[V_-, V_+]|0\rangle = -2\langle 0|V_o|0\rangle = Z$$

Cette résonance pourrait être obtenue par l'une des réactions :

$$(K^-, \pi^0) \quad \text{ou} \quad (\bar{K}^0, \pi^+)$$

De même la R.A.E. de U-spin s'écrit :

$$|S_n\rangle = \frac{1}{\sqrt{N}} U_- |0\rangle$$

et s'obtient par l'une des réactions :

$$(K^-, \pi^-) \quad \text{ou} \quad (\bar{K}^0, \pi^0)$$

Cependant si N est plus grand que Z cette dernière n'est pas un état propre de l'isospin. On peut la séparer en ses deux composantes $S_>$ et $S_<$ d'isospin T + 1/2 et T - 1/2 respectivement.

$|S_>\rangle$ est l'état isobarique analogue de la résonance analogue de V-spin $|S_p\rangle$ :

$$|S_>\rangle = \frac{1}{\sqrt{2T+1}} T_+ |S_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{Z(N-Z+1)}} T_+ V_+ |0\rangle$$

le facteur de normalisation provenant de la relation :

$$\langle 0|V_- T_- T_+ V_+|0\rangle = \langle 0|V_-[T_-, T_+]V_+|0\rangle + \langle 0|V_- T_+ T_- V_+|0\rangle$$

$$= -2\langle 0|V_- T_o V_+|0\rangle + 0$$

$$= -2 \times \frac{1}{2} (Z-1+N) \langle 0|V_- V_+|0\rangle$$

$$= (N-Z+1)Z \ .$$

## Appendice 2

## CHOIX DES AXES ET MATRICE DE TRANSFERT.

L'axe optique est une trajectoire de référence sur laquelle sont centrés tous les éléments de la ligne de faisceau. Il définit pour les dipôles la quantité de mouvement "nominale" (ou moment central) correspondant à un champ magnétique donné.

Nous adoptons le système d'axes le plus généralement utilisé pour décrire les systèmes de transport de faisceau.

L'origine du référentiel est sur l'axe optique ; l'axe Oz, horizontal est dirigé selon l'axe optique, dans le sens du mouvement des particules ; l'axe Oy est vertical, dirigé vers le haut ; l'axe Ox définit avec Oz le plan horizontal de façon que le trièdre Oxyz soit direct. Le vecteur quantité de mouvement, projeté sur le plan horizontal fait un angle $\theta$ avec l'axe Oz ; projeté sur le plan vertical Oyz il fait un angle $\phi$ avec l'axe Oz.

Un aimant est décrit par sa fonction de transfert. Celle-ci transforme les variables à l'entrée représentées par le vecteur :

$$\begin{bmatrix} X_o \\ \theta_o \\ Y_o \\ \phi_o \\ Z_o \\ \delta \end{bmatrix} \quad \text{en variables finales :} \quad \begin{bmatrix} X_f \\ \theta_f \\ Y_f \\ \phi_f \\ Z_f \\ \delta \end{bmatrix}$$

où $\delta = (p-p_o)/p_o$, p étant l'impulsion de la particule et $p_o$ le moment central (axe optique).

Les coordonnées à la sortie du spectromètre seront toujours exprimées dans le trièdre Oxyz dont l'origine est à l'intersection de l'axe optique avec la focale. Le référentiel à l'entrée est centré sur le point cible.

On peut développer la fonction de transfert de la façon suivante :

$$X_f^i = \sum_{j=1}^{6} A_{ij} X_o^j + \sum_{j,k=1}^{6} A_{ijk} X_o^j X_o^k + \ldots$$

Au premier ordre la fonction de transfert est donc une matrice $6 \times 6$ [A] d'éléments $A_{ij}$. Lorsqu'on étudie le transport d'un paquet de particules dans un système optique, Z est l'élongation longitudinale d'une particule donnée par rapport au centre du paquet ; si, comme ici, on considère des trajectoires individuellement cette coordonnée ne présente par d'intérêt ; cependant on garde l'indice 6 pour la variable $\delta$.

Les termes les plus importants de la matrice de transfert sont $A_{11}$, grandissement en X, $A_{22}$, grandissement en $\theta$, lesquels vérifient au point de focalisation la relation $A_{11} . A_{22} = 1$ (démontrée dans tous les manuels traitant du transport de faisceau) et $A_{16}$ qui est la dispersion.

## REFERENCES


[1] Review of Particle Properties, Particle Data Group, Avril 1980.

[2] M. Goldhaber, Meson Nuclear Physics, Pittsburgh 1976, Ed. P.D. Barnes, R.A. Eisenstein et L.S. Kisslinger (A.I.P. New York 1976).

[3] H. Feshbach, Proc. Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics with Kaon Beams, Brookhaven 1973, Ed. H. Palevsky, H. Feshbach, Proc. Summer Study Meeting on Kaon Physics and Facilities, Brookhaven 1976, Ed. H. Palevsky (rapport B.N.L. 50579).

[4] A. Gal, Advances in Nuclear Physics, Vol. 8, Ed. M. Baranger et E. Vogt (Plenum Press, New York 1976).

[5] M. Rayet, Interactions fortes dans les hypernoyaux et spectroscopie hypernucléaire, Cours de l'Université Libre de Bruxelles, 1976.

[6] B. Sechi-Zorn et al., Phys. Rev. 175 (1968) 1735.

[7] G. Alexander et al., Phys. Rev. 173 (1968) 1452.

[8] J.A. Kadyk et al., Nucl. Phys. B27 (1971) 13.

[9] G. Alexander et O. Benary, Proc. Int. Conf. Elem. Particles, Amsterdan 1971.

[10] J.J. de Swart et C. Dullemond, Ann. Phys. (N.Y.) 19 (1962) 458 ; R.D. Levee et R.L. Pexton, Nucl. Phys. 55 (1964) 34.

[11] R.H. Dalitz, R.C. Herndon et Y.C. Tang, Nucl. Phys. B47 (1972)

[12] A. Deloff, Phys. Rev. C20 (1979) 1528.

[13] J. Pniewski, Ecole Internationale de Physique des Particules Elémentaires, Herceg-Novi 1969.

[14] J.T. Brown, B.W. Downs et C.K. Iddings, Ann. Phys. (N.Y.) 60 (1970) 148 ; Nucl. Phys. B47 (1972) 138.
B.W.Downs, Kaon-Nuclear Interactions and Hypernuclei, Zvenigorod 1977 (Editions Nauka, Moscou 1979).

[15] M.M. Nagels, J.A. Rijken et J.J. de Swart, Ann. Phys. 79 (1973) 338 ; Phys. Rev. D12 (1975) 744 ; Phys. Rev. D15 (1977) 2547 ; Phys. Rev. D20 (1979) 1633.

[16] M. Danysz et J. Pniewski, Phil. Mag. 44 (1953) 348.

[17] M. Juric et al., Nucl. Phys. B47 (1972) 36.

[18] M. Juric et al., Nucl. Phys. B52 (1973) 1.

[19] G. Bohm et al., Nucl. Phys. B74 (1974) 237.

[20] D. Kielczewska et al., Nucl. Phys. A238 (1975) 437.

[21] T. Cantwell et al., Nucl. Phys. A236 (1974) 445.

[22] R.H. Dalitz et A. Gal., J. Phys. G4 (1978) 889.

[23] R.H. Dalitz et A. Gal., Ann. Phys. 116 (1978) 167.

[24] J. Pniewski et D. Zieminska, Nukleonika 23 (1978) 797.

[25] R.H. Dalitz, Physique Nucléaire, Ecole d'été de physique théorique des Houches 1968, Ed. de Witt et Gillet (Gordon and Breach, N.Y. 1969).

[26] R.H. Dalitz, Nucl. Phys. 41 (1963) 78 ;
D.H. Davis et al., Nucl. Phys. 41 (1963) 73.

[27] D. Zieminska et R.H. Dalitz, Nucl. Phys. A238 (1975) 453.
D. Kielczewska et al., Nucl. Phys. A238 (1975) 437.
D. Kielczewska, D. Zieminska et R.H. Dalitz, Nucl. Phys. A333 (1980) 367.

[28] D. Zieminska, Nucl. Phys. A242 (1975) 461.

[29] A. Bamberger et al. Phys. Lett. 36B (1971) 412 ; Nucl. Phys. B60 (1973) 1.

[30] M. Bedjidian et al., Phys. Lett. 62B (1976) 467 ; Phys. Lett. 83B (1979) 252.
H. Piekarz, Kaon-Nuclear Interaction and Hypernuclei, Zvenigorod 1977 (Ed. Nauka, Moscou 1979).

[31] M. Bedjidian, Thèse de Doctorat d'Etat 1980.

[32] J.C. Herrera et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 158.

[33] M. Bedjidian et al., Proc. Kaon Factory Workshop, Vancouver 1979, Ed. M.K. Craddock.

[34] R.C. Herndon et Y.C. Tang, Phys. Rev. 153 (1967) 1091 ; Phys. Rev. 159 (1967) 853 ; Phys. Rev. 165 (1968) 1093.

[35] J.L. Friar et B.F. Gibson, Phys. Rev. C18 (1978) 908.

[36] S.A. Coon et P.C. McNamee, Nucl. Phys. A322 (1979) 267.

[37] B.F. Gibson et D.R. Lehman, Phys. Lett. 83B (1979) 289 ; Nucl. Phys. A329 (1979) 308 ; Phys. Rev. C23 (1981) 404.

[38] B.F. Gibson et D.R. Lehman, Phys. Rev. C22 (1980) 2024.

[39] A. Gal, J.M. Soper et R.H. Dalitz, Ann. Phys. (N.Y.) 63 (1971) 53 ; Ann. Phys. (N.Y.) 72 (1972) 445 ; Ann. Phys. (N.Y.) 113 (1978) 79.

[40] F. Mujib, M. Schoeb, Q.N. Usmani et M.Z.R. Khan, J. Phys. G5 (1979) 541.

[41] J. Lemonne et al., Phys. Lett. 18 (1965) 354.

[42] J.P. Lagnaux et al., Nucl. Phys. 60 (1964) 97.

[43] J.D. Walecka, Nuov. Cim. 16 (1960) 342.

[44] D.M. Rote et A.R. Bodmer, Nucl. Phys. A148 (1970) 97.

[45] A.R. Bodmer et D.M. Rote, Nucl. Phys. A201 (1973) 145.

[46] J. Dabrowski, Nukleonika 23 (1978) 875.
J. Dabrowski, Proc. Int. Conf. on Hypernuclear and Low Energy Kaon Physics, Jablona, Poland, September 11-14 (1979).
J. Rozynek et J. Dabrowski, Phys. Rev. C20 (1979) 1612.

[47] J.J. de Swart, Nukleonika 25 (1980) 397.

[48] R.H. Dalitz, Proc. International Conference on Hyperfragments, St Cergue 1963 (Rapport CERN 64-1).

[49] A. Salam et J. Strathdee, Proc. Summer Study Meeting on Kaon Physics and Facilities, Brookhaven 1976, Ed. H. Palevsky (rapport BNL 50579).

[50] C.T. Murphy et al., Proc. Int. Conf. on Hypernuclear Physics, Argonne 1969.

[51] L. Fortney, Proc. Int. Conf. on Hyperfragments, St Cergue 1964 (CERN 64-1).

[52] G. Keyes et al., Nucl. Phys. B67 (1973) 269.

[53] R.E. Philips et J. Schneps, Phys. Rev. 180 (1969) 1307.

[54] K.J. Nield et al., Phys. Rev. C13 (1976) 1263.

[55] T. Bowen, Kaon-Nuclear Interactions and Hypernuclei, Zvenigorod 1977 (Editions Nauka, Moscou 1979).

[56] M. Danysz et al., Nucl. Phys. 49 (1963) 121.

[57] D.J. Prowse, Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 782.

[58] M.I. Podgoretski, Soviet Phys. JETP 17 (1963) 470).

[59] H.J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 18.

[60] H. Feshbach et A.K. Kerman, Preludes in theoretical physics (North-Holland, Amsterdam 1966) p. 260.

[61] L.S. Kisslinger, Phys. Rev. 157 (1967) 1358.

[62] A.K. Kerman et H.J. Lipkin, Ann. Phys. 66 (1971) 738.

[63] J.P. Schiffer et H.J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 708.

[64] Nguyen Van Giai, Meson-Nuclear Physics, Pittsburgh 1976, Ed. P.D. Barnes, R.A. Eisenstein et L.S. Kisslinger, (A.I.P. New-York 1976) p. 507.
L.S. Kisslinger et Nguyen Van Giai, Phys. Lett. 72B (1977) 19.

[65] N. Auerbach et A. Gal, Phys. Lett. 48B (1974) 22.

[66] J. Hüfner, S.Y. Lee et H. Weidenmüller, Phys. Lett. 49B (1974) 409
J. Hüfner, S.Y. Lee et H. Weidenmüller, Nucl. Phys. A234 (1974) 429.

[67] R.H. Dalitz et A. Gal, Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 362.

[68] M.A. Faessler et al., Phys. Lett. 46B (1973) 468.

[69] G. Bohm et al., Nucl. Phys. B24 (1970) 248.

[70] M. Juric et al., Nucl. Phys. B47 (1972) 36.

[71] R.H. Dalitz, Proc. Int. Conf. on hypernuclear Physics, Argonne 1969.

[72] G.C. Bonazzola et al., Proc. Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics with kaon beams, Brookhaven 1973, Ed. H. Palevski.

[73] G.C. Bonazzola et al., Phys. Lett. 53B (1974) 297.

[74] G.C. Bonazzola et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 683.

[75] G.C. Bonazzola et al., Nuovo Cim. 45A (1978) 300.

[76] W. Brückner et al., Phys. Lett. 55B (1975) 107.

[77] W. Brückner et al., Phys. Lett. 62B (1976) 481.

[78] B. Povh, High Energy Physics and Nuclear Structure, A.I.P. Santa-Fé, Los Alamos, 1975, p. 173.

[79] A. Bouyssy et J. Hüfner, Phys. Lett. 64B (1976) 276.

[80] A. Bouyssy, Nucl. Phys. A270 (1977) 324.

[81] A. Gal, Lecture Delivered at the 1978 NATO Advanced Study Institute in Nuclear Theory, Banff 1978.

[82] R.H. Dalitz et A. Gal, Phys. Lett. 64B (1976) 154.

[83] A. Bohr et B. Mottelson, Nuclear Structure, Vol. I., W.A. Benjamin Inc. (1969).

[84] J. Thirion et P. Birien, Projet d'une deuxième voie de spectrométrie associée à la spectrométrie à un GeV, Rapport DPhN-ME non publié.

[85] J. Thirion et P. Birien, Le spectromètre II, rapport DPhN-ME (1975), non publié.

[86] A. Tkatchenko, Les spectromètres magnétiques à perte d'énergie, Rapport L.N.S. 1980.

[87] R. Chaminade, J.M. Durand, J.C. Faivre et J. Pain, Nucl. Instr. Meth. 118 (1974) 447.

[88] J.M. Durand, Comptes rendus des journées d'études sur les détecteurs et ensembles de détection utilisés en physique nucléaire, Saclay, Mars 1977.

[89] H. Catz, ibid.

[90] R.J. Esch. Can. J. Phys. 51 (1973) 1524.

[91] H.C. Chiang et J. Hüfner, Phys. Lett. 84B (1979) 393.

[92] C.B. Dover, A. Gal, G.E. Walker et R.H. Dalitz, Phys. Lett. 89B (1979) 26.

[93] A. Bouyssy, Hypérons $\Lambda$ et $\Sigma$ dans les noyaux, rapport IPNO/TH 80-50.

[94] B. Povh, Z. Physik A279 (1976) 159.

[95] M. Rayet, Interactions fortes dans les hypernoyaux et spectroscopie hypernucléaire, Cours de l'Université Libre de Bruxelles, 1975-1976.

[96] W. Brückner et al., Phys. Lett. 79B (1978) 157.

[97] J. Mougey et al., Nucl. Phys. A262 (1976) 461.

[98] H. Hiramatsu et al., Phys. Lett. 44B (1973) 50.

[99] G. Jacob et Th. A.S. Maris, Rev. Mod. Phys. 45 (1973) 6.

[100] H. Tyren et al., Nucl. Phys. 79 (1966) 321.

[101] G. Landaud et al. Nucl. Phys. A173 (1971) 337.

[102] D. Bachelier et al., J. Physique 24 (1963) 1055.
D. Bachelier et al., Communication au Congrès International de Physique Nucléaire, Paris 1964, p. 429.
J.K.P. Lee et al., Nucl. Phys. A106 (1967) 357.
O. Sundberg et J. Källne, Ark. Fys. 39 (1969) 323.
D. Bachelier et al., Nucl. Phys. A126 (1969) 60.
J.L. Schoonover et al., Nucl. Phys. A176 (1971) 567.

[103] S. Kullander et al., Nucl. Phys. A173 (1971) 357.

[104] J. Källne et B. Fagerström, 5th Int. Conf. High. En. Phys. Nucl. Struct., Upssala 1973, p. 369.

[105] R. Bertini et al., Phys. Lett. 83B (1979) 306.

[106] R. Bertini et al., à paraître dans Nucl. Phys. A (1981).

[107] P. Doll et al., Nucl. Phys. A263 (1976) 210.

[108] R. Bertini et al., Proc. Kaon Factory Workshop, Vancouver 1979, Ed. M.K. Craddock, p. 124.

[109] B. Fagerström et al., Physica Scripta 13 (1976) 101.

[110] A. Bouyssy, Phys. Lett. 91B (1980) 15.

[111] R.H. Dalitz, Proc. Summer Study Meeting on Nuclear and Hypernuclear Physics with Kaon Beams, H. Palevski ed., Brookhaven 1973

[112] H.J. Lipkin, ibid.

[113] M. May, Meson-Nuclear Physics, Houston 1979,
Ed. E.V. Hungerford III, American Institute of Physics, p. 658
M. May, Proceedings of the Kaon Factory Workshop, Vancouver,
August 1979, Ed. M.K. Craddock, p. 111.

[114] R.E. Chrien et al., Phys. Lett. 89B (1979) 31.

[115] C.B. Dover, A. Gal, G.E. Walker et R.H. Dalitz, Phys. Lett.
89B (1979) 26.

[116] R.J. Glauber, Lectures in theoretical physics, Ed. W.E. Britti
et al., Vol. 1 (Interscience, New-York, 1959) p. 315.

[117] R.H. Dalitz et A. Gal. Strangeness analog states in $^{9}_{\Lambda}$Be,
Preprint Oxford 30/80.

[118] T. Teichmann et E.P. Wigner, Phys. Rev. 87 (1952) 123.

[119] H.S. Köhler, Nucl. Phys. 88 (1966) 529.

[120] R.H. Dalitz, Nucl. Phys. A354 (1981) 101c.

[121] a) R. Brockmann et W. Weise, Phys. Rev. C16 (1977) 1282.
b) R. Brockmann et W. Weise, Phys. Lett. 69B (1977) 167.
c) R. Brockmann, Phys. Rev. C18 (1978) 1510.

[122] H.J. Pirner, Phys. Lett. 85B (1979) 190.

[123] J.V. Noble, Phys. Lett. 89B (1980) 325.

[124] R.H. Dalitz et A. Gal, Phys. Lett. 97B (1989) 473.

[125] G.N. Epstein et al., Phys. Rev. C17 (1978) 1501.

[126] R. Armenteros et al., Nucl. Phys. B18 (1979) 425.

[127] V. Hepp et al., Nucl. Phys. B115 (1976) 82.

[128] R. Armenteros et al., Nucl. Phys. B8 (1968) 233.
R. Armenteros et al., Nucl. Phys. B21 (1970) 15.
M. Jones et al., Nucl. Phys. B90 (1975) 349.

[129] M. Rayet, Ann. Phys. 102 (1976) 226.

[130] M. Rayet, Skyrme parametrization of an effective Λ-nucleon interaction, preprint de l'Université Libre de Bruxelles. PNT-80-07.

[131] N. Auerbach, Nguyen Van Giai et S.Y. Lee, Phys. Lett. 68B (1977) 225.

[132] N. Auerbach et Nguyen Van Giai, Phys. Lett. 90B (1980) 354.

[133] B. Mayer, Nukleonika 25 (1980) 439.

[134] R. Bertini et al., Phys. Lett. 90B (1980) 375.
R. Bertini, Meson-Nuclear Physics, Houston 1979, Ed. Hungerford III, A.I.P. p. 703.

[135] A. Gal, Nukleonika 25 (1980) 447.

[136] A. Gal et C.B. Dover, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 379.

[137] L.S. Kisslinger, Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 968.

[138] J. Dabrowski, Preprint "P" IBJ 9/VII/80/P de l'Institut de Recherche Nucléaire de Varsovie.

[139] J. Dabrowski et J. Rozynek, à paraître dans Phys. Rev. C.

[140] L.N. Bogdanova et V.E. Markushin, Preprint ITEP-138 (1980).

[141] M. Dillig, Comptes-rendus de la Conférence de Berkeley (1980) p. 142.

[142] Compte-rendu d'activité du Département de Physique Nucléaire de Saclay (1978-1979) p. 276.

[143] J.D. Walecka, Ann. of Phys. 83 (1974) 491.

[144] A. Bouyssy, Phys. Lett. 99B (1981) 305.

[145] M. Dillig, V.E. Herscovitz et M.R. Teodoro, J. Phys. G7 (1981) 39.